

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

DIZERTAČNÍ PRÁCE

Brno, 2019

Ing. Rastislav Motúz



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ**

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ELEKTROTECHNIKY

DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ELECTRICAL ENGINEERING

**VYUŽITÍ A POTLAČOVÁNÍ DVOJLOMNÝCH JEVŮ V
OPTOVLÁKNOVÝCH SENZORICKÝCH APLIKACÍCH**

UTILIZATION AND SUPPRESSION OF BIREFRINGENCE PHENOMENA IN OPTICAL FIBER SENSORY APPLICATIONS

DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. Rastislav Motúz

ŠKOLITEL

SUPERVISOR

doc. Ing. Petr Drexler, Ph.D.

BRNO 2019

ABSTRAKT

Práce se zabývá problematikou integrálních a distribuovaných optovláknových senzorů elektrického proudu. V oblasti integrálních senzorů je provedena analýza pomocí Jonesova maticového počtu a je zkoumán simultánní vliv indukovaného kruhového a nežádoucího lineárního dvojlomu při použití orto-konjugančního retroreflektoru. Dále je analyzována navržená varianta s konjuganční smyčkou, která využívá půlvlnné fázové retardéry. Teoretické závěry jsou potvrzené simulací a experimentálním měřením.

Na poli distribuovaných optovláknových senzorů je provedena analýza a simulace pro detekci plazmových proudů v termonukleárních fúzních reaktorech, na bázi techniky POTDR. Pro reaktory kruhového průřezu výbojové vakuové komory je navržen postup pro zlepšení detekce plazmových proudů a pro reaktory divertorového typu je nově navržen a provedena simulace zkoumající vliv šumu detektoru OTDR na přesnost detekce plazmových proudů.

KLÍČOVÁ SLOVA

Integrální optovláknový senzor, interferometr, OKR, HWP, dvojlom, polarizace, SOP, distribuovaný optovláknový senzor proudu, tokamak, simulace.

ABSTRACT

The thesis deals with integral and distributed optical fiber sensors of electric current. In the area of integral sensors the analysis is performed by Jones matrix calculus and the simultaneous influence of induced circular and undesired linear birefringence using an ortho-conjugation retroreflector. Furthermore, the proposed conjugation loop variant using half-wave phase retarders is analyzed. The theoretical conclusions are confirmed by simulation and experimental measurement.

In the field of distributed fiber optic sensors, analysis and simulation for the detection of plasma currents in thermonuclear fusion reactors, based on the POTDR technique, is performed. An improvement procedure is proposed for circular-shaped vacuum vessel reactors. Plasma current detection procedure in divertor-type reactors have been newly designed and simulated to investigate the effect of the OTDR detector noise on plasma current detection accuracy.

KEYWORDS

Integral fiber-optic sensor, interferometer, FM, HWP, birefringence, polarization, SOP, distributed fiber-optic current sensor, tokamak, simulation.

MOTÚZ, Rastislav. *Využití a potlačování dvojlomných jevů v optovláknových senzorických aplikacích*. Brno, 2019, 90 s. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky. Vedoucí práce: doc. Ing. Petr Drexler, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou dizertační práci na téma „Využití a potlačování dvojlomných jevů v optovláknových senzorických aplikacích“ jsem vypracoval samostatně pod vedením školitele dizertační práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené dizertační práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této dizertační práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Brno

.....

podpis autora

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji svému školiteli, panu doc. Ing. Petru Drexlerovi, Ph.D. za odborné vedení, ochotu a cenné připomínky v průběhu studia a při zpracování dizertační práce. Dále bych rád poděkoval kolektivu pracovníků Ústavu teoretické a experimentální elektrotechniky Vysokého učení technického v Brně za projevenou podporu a příjemné pracovní prostředí. V neposlední řadě děkuji svým rodičům, Janě Motúzové a Miroslavu Motúzovi za neustálou podporu, pomoc a trpělivost.

Brno

.....

podpis autora

PODĚKOVÁNÍ

Výzkum popsáný v této dizertační práci byl realizován v laboratořích podpořených z projektu SIX; registrační číslo CZ.1.05/2.1.00/03.0072, operační program Výzkum a vývoj pro inovace.

Brno

.....
podpis autora

Obsah

Úvod	11
1 Integrální optovláknové senzory	15
1.1 Dosavadní vývoj	15
1.1.1 Kompenzace lineárního dvojlomu ortogonální konjugací	16
1.1.2 Další techniky potlačování nežádoucího dvojlomu	18
1.2 Cíle dizertační práce	20
2 Příspěvek autora k problematice	21
2.0.1 Jonesův počet – polarizační stavy	21
2.1 Varianta s jednou HWP	23
2.2 Varianta se dvěma HWP	25
2.3 Analýza z pohledu dvojlomů – OKR	29
2.3.1 Vyhodnocení analýzy z pohledu dvojlomů – OKR	35
2.4 Analýza z pohledu dvojlomů – systém s HWP	40
2.4.1 Vyhodnocení analýzy z pohledu dvojlomů – HWP	41
2.4.2 Konjugační smyčka v optovláknové interferometrii	43
2.5 Experimentální ověření	45
2.5.1 Vyhodnocení experimentu	48
3 Distribuované senzory	50
3.1 Termojaderná fúze	50
3.1.1 Fúze s magnetickým udržením	51
3.2 Dosavadní vývoj	52
3.3 Cíle dizertační práce	53
3.4 Modelování distribuovaného senzoru	54
3.5 Modelování dopředného a zpětného šíření optické vlny	55
3.6 Šumové pozadí OTDR měření	56
3.7 Reaktory s rovnoměrným rozložením magnetického pole podél snímá- cího vlákna	56
3.7.1 Modelování senzoru pro reaktor kruhového průřezu	58
3.7.2 Příspěvek autora k problematice – realizace simulace	59
3.8 Příspěvek autora k problematice – Reaktory divertorového typu	66
3.8.1 Modelování senzoru pro reaktor D-průřezu	66
3.8.2 Dvojlom indukovaný ohybem optovláknového senzoru	69
3.8.3 Útlum vlákna a radiční útlum (RIA)	69
3.8.4 Akustické signály a vibrace	70

3.8.5	Tepelné variace	70
3.8.6	Mrtvé zóny	71
3.8.7	Simulace distribuovaného optovláknového senzoru	71
3.8.8	Analýza vlivu šumu detektoru OTDR v případě reaktoru ITER	73
Závěr		78
Literatura		79
Seznam symbolů, veličin a zkratk		88

Seznam obrázků

1	Útlumová charakteristika optického vlákna [1].	11
2	Superpozice vidů s nulovým a nenulovým celkovým fázovým posuvem Δ [3].	12
1.1	Obecné schéma uspořádání integrálního magnetooptického senzoru [3].	15
1.2	Varianta kompenzace lineárního dvojlomu [7].	16
1.3	Princip OKR [3].	17
2.1	Polarizační dělič, PBS.	22
2.2	Snímací a konjugační část senzoru obsahující 1 x HWP.	23
2.3	Změny SOP při použití jedné HWP pro z_1 a z_2 , kde z_1 a z_2 jsou protichůdné směry šíření optické vlny v konjugační smyčce.	25
2.4	Snímací a konjugační část senzoru obsahující 2 x HWP.	26
2.5	Změny SOP při použití dvou HWP v konjugační smyčce.	28
2.6	Orientace souřadnicového systému pro dopředný a zpětný průchod vlny dvojlomným prostředím [8].	31
2.7	Vektor polarizace \vec{J}_4 , bez působení magnetického pole.	32
2.8	Vektory polarizace \vec{J}_4 ; lineární dvojlom zanedbán; kladný směr ρ . . .	34
2.9	Vektory polarizace \vec{J}_4 ; lineární dvojlom zanedbán; záporný směr ρ . .	34
2.10	Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení magnetického pole: $\delta = 0 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$	35
2.11	Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení magnetického pole a lineárního dvojlomu: $\delta = 0,8378 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$	36
2.12	Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení magnetického pole a lineárního dvojlomu: $\delta = 126,5 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$	37
2.13	Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení konstantního magnetického pole a měnícího se lineárního dvojlomu: $\delta = (0 - 1) \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$	38
2.14	Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení konstantního magnetického pole a měnícího se lineárního dvojlomu: $\delta = (0 - 120) \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$	38
2.15	Vektory polarizace \vec{J}_4 ; $\delta = 1 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$	39
2.16	Vektory polarizace \vec{J}_4 systému s HWP.	41
2.17	Evoluce polarizačních stavů systémů s OKR a HWP.	42
2.18	Balancovaný Michelsonův interferometr.	43
2.19	In-line podoba konjugační smyčky.	44
2.20	Měřicí topologie pro ověření funkce systému s HWP a OKR.	45
2.21	Měření funkce kompenzačního systému s OKR.	46
2.22	Měření funkce konjugačního systému s HWP.	46

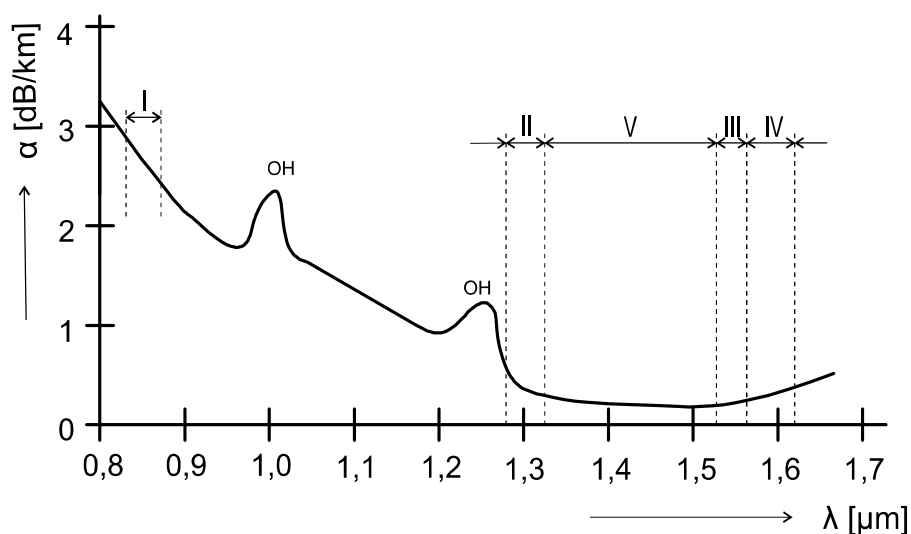
2.23	Konjugační část s HWP.	47
2.24	Kolimátor.	47
2.25	Vstupní polarizace systému s OKR.	48
2.26	Výstupní polarizace systému s OKR.	48
2.27	Výstupní polarizace systému s HWP.	49
3.1	Modelování distribuovaného optovláknového senzoru [45].	54
3.2	Zjednodušený schematický nákres parametrů n a N v POTDR náměru.	57
3.3	Inovace reaktoru Tore Supra na WEST [49].	57
3.4	POTDR měření plazmového proudu v reaktoru Tore Supra.	58
3.5	Simulovaná POTDR křivka odpovídající $I_p = 17$ MA, Tore Supra.	61
3.6	Grafický výstup aproximace, Tore Supra.	62
3.7	Závislost střední hodnoty relativní chyby na náhodném šumu.	63
3.8	Závislost STD na úrovni náhodného šumu.	64
3.9	Závislost střední hodnoty relativní chyby na náhodném šumu.	65
3.10	Závislost STD na úrovni náhodného šumu.	65
3.11	POTDR uspořádání pro měření plazmového proudu v reaktoru s D-průřezem vakuové komory [45].	67
3.12	Geometrie pro analýzu kruhové části vakuové komory reaktoru [45].	67
3.13	Geometrie pro analýzu vertikální části vakuové komory reaktoru [45].	68
3.14	POTDR trasa pro $I_p = 18,146$ MA a $N = 6$ dB [45].	72
3.15	Snímací část senzoru, aproximace <i>reálné</i> křivky <i>ideální</i> POTDR křiv- kou [45].	74
3.16	Snímací část senzoru, aproximace <i>reálné</i> křivky <i>ideální</i> POTDR křiv- kou [45].	74
3.17	Střední relativní chyba a STD pro vybrané I_p a N – horní rozsah I_p [45].	75
3.18	Střední absolutní chyba a STD pro vybrané I_p a N – dolní rozsah I_p [45].	76
3.19	STD pro vybrané I_p a N – přiblížení obrázku 3.18 [45].	76

Seznam tabulek

3.1	Některé parametry tokamaků [32, 30].	52
3.2	Konfigurace simulací pro výpočet relativní chyby.	63
3.3	Plazmové proudy vyhovující podmínce 1% chybovosti při působení 10% náhodného šumu.	64
3.4	Detekovaný plazmový proud a relativní chyba měření, Tore Supra [21].	66
3.5	Požadavky tokamaku ITER na přesnost detekce I_p	73

Úvod

Optická vlákna jsou v současnosti nasazována v rozsáhlé množině aplikací. Historicky první významnou oblastí použití optických vláken byly telekomunikační aplikace, kde se postupem času podařilo zdokonalovat výrobní postupy, a tím snižovat hodnoty měrného útlumu až na přibližných $0,2 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$. Telekomunikační operátoři využívají pro dálkové přenosy nízkých hodnot měrného útlumu moderních optických vláken, pohybující se v intervalu od $0,19 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$ do $0,22 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$. Tyto hodnoty odpovídají tzv. třetímu přenosovému oknu útlumové charakteristiky (viz. obrázek 1), tj. vlnovým délkám 1530 nm až 1565 nm (typicky 1550 nm) [1].



Obr. 1: Útlumová charakteristika optického vlákna [1].

K dálkovému přenosu se využívá i vlnová délka 1310 nm, která spadá do druhého okna útlumové charakteristiky odpovídajícím měrným útlumem $0,35 \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$. Spojením oken II až V vzniká přenosový kanál o šířce pásma až 50 THz.

Nízký útlum optického vlákna je možno a výhodou využít i dalších oblastech využití, například v senzorických aplikacích. V případě integrálních senzorů tak lze výrazně zvýšit interakční délku, což má za následek vyšší citlivost senzoru. V kontextu distribuovaných senzorů, které měří prostorovou variaci snímané veličiny, je v případě nízkého útlumu optického vlákna možno pokrýt velkou měřenou oblast.

Jednou z dalších výhod optických vláken je galvanické oddělení propojovaných funkčních bloků plynoucí z dielektrického charakteru materiálu vlákna, čehož se s výhodou využívá v řídicích aplikacích systémů s vysokým napětím [2].

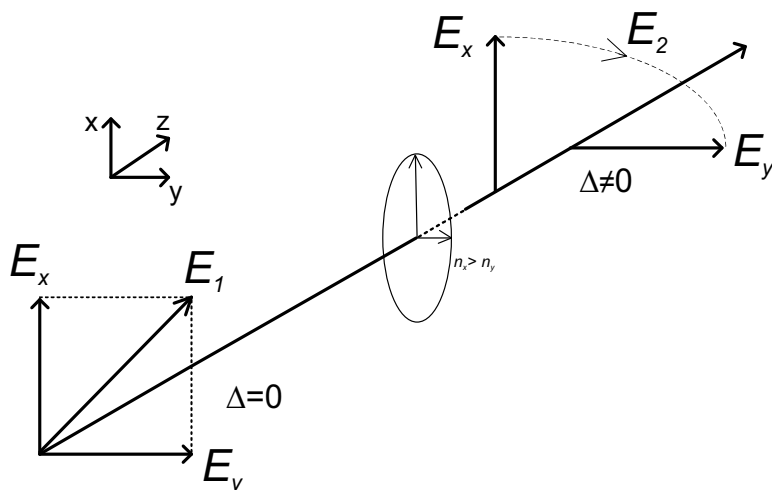
Vysoká odolnost optických vláken vůči elektromagnetickému rušení je předurčuje k nasazení v aplikacích náročných na dodržování stanovené úrovně chybovosti dato-

vého přenosu, přes silně elektromagneticky zarušené prostředí [2]. Uvedené platí také pro senzorické aplikace.

Fyzikální principy šíření světla optickým vláknem a vlákna samotného je možné využít v různých senzorických aplikacích. Optovláknové senzory můžeme rozdělit do kategorií: extrinzické (opt. vlákno je použito pouze jako přenosové médium ze senzoru k obvodům zpracování) a intrinzické (opt. vlákno je využito k snímání fyzikální veličiny). Další možné dělení optovláknových sensorů je na integrální (integrují projev sledované fyzikální veličiny v prostorově vymezené oblasti) a distribuované (rozprostřené snímání sledované fyzikální veličiny ve vícero bodech) [3].

K popisu světelné vlny se využívá vektor intenzity elektrického pole z důvodu, kdy interakce elektromagnetického pole světelné vlny s obvyklými transparentními materiály (ale i netransparentními) probíhá dominantně prostřednictvím elektrické složky pole. Světelná vlna je charakterizována amplitudou, kmitočtem, fází a polarizací. Fáze a polarizace můžou být přímo modulované působením vnějších fyzikálních jevů, konkrétně fotoelastických, elektrooptických nebo magnetooptických.

Dvojlom je fyzikální jev, který se vyskytuje v opticky anizotropním prostředí nebo v opticky izotropním prostředí, které vlivem vnějšího působení (změna teploty, mechanické působení na optické vlákno, ...) ztrácí své původní vlastnosti. Polarizační stav světelné vlny (SOP) v optickém vlákne je možné vyjádřit jako superpozici dvou vln s ortogonálně orientovanými rovinami vektoru elektrického pole \vec{E} (viz. obrázek 2).



Obr. 2: Superpozice vidů s nulovým a nenulovým celkovým fázovým posuvem Δ [3].

Tyto vlny je možné ztotožnit s vidy elektromagnetického pole a označovat je jako ortogonální vidy, častokrát označované jako rychlá osa (v tomto případě \vec{E}_y) a

pomalá osa (\vec{E}_x). V opticky izotropním prostředí se tyto vidy šíří stejnou rychlostí, která plyne z totožných indexů lomu pro obě orientace vektoru \vec{E} . Výsledkem je zachování původního polarizačního stavu optické vlny, nedochází k vzájemnému fázovému posuvu vidů. V opticky anizotropním prostředí se jednotlivé indexy lomu pro obě vektorové orientace liší, z čehož plyne fázový posuv mezi vidy. Vstupní lineární polarizační stav optické vlny se tak může transformovat na obecně eliptický na výstupu optického prostředí. Optické vlákno vykazuje anizotropii která je vláknu vlastní, plynoucí z nedokonalé kruhové symetrie a přítomnosti vnitřních mechanických napětí, či nečistot [1].

Dvojlom postihuje i datové přenosy a je charakterizován jako polarizační módová/vidová disperze PMD, která častokrát vzniká náhodně a na rozdíl od disperze chromatické je její kompenzace problematická. PMD tak způsobí rozšíření přenášených pulzů reprezentujících bity a pokles jejich vrcholové úrovně. V konečném důsledku tak přijímač není schopen vyhodnotit stav 1, nebo 0. PMD je možno měřit například metodou Fixního analyzátoru [1, 4].

V dalším textu bude pozornost věnována magnetooptickým optovláknovým sensorům, u kterých dochází k modulaci polarizace optické vlny za přítomnosti magnetického pole podélného ke směru šíření optické vlny. Výsledkem je stáčení roviny polarizace světelné vlny vlivem indukovaného kruhového dvojlomu. Úhel stočení je možné určit pomocí polarimetrického vyhodnocení a tím i velikost a časový průběh magnetického pole, resp. elektrického proudu [5].

Optovláknové senzory přebírají výhody plynoucí z vlastností optických vláken, kde je především jejich malá hmotnost, rozměry a odolnost vůči vnějšímu elektromagnetickému rušení cennou devízou pro průmyslové aplikace.

Navzdory všem výhodám použití optického vlákna v sdělovacích, řídicích a senzorických aplikacích je vhodné uvést i nežádoucí jevy, ke kterým dochází v reálném vlákně. Uvažujeme-li především jednovidové vlákno, jedná se o materiálovou disperzi, útlum záření ve vlákně vlivem absorpce a rozptylu a také útlum indukovaný ohybem vlákna. V polarimetrických senzorech magnetického pole však tyto jevy nejsou dominantní vzhledem k funkčnosti sensorů. Nadto je nutné uvažovat přítomnost a vliv lineárního dvojlomu. Tento negativní jev je důsledek původní optické anizotropie (tzv. latentní dvojlom), nebo může být ve vlákně vytvořen působením vnějších vlivů (tzv. indukovaný dvojlom). Latentní a indukovaný lineární dvojlom může způsobit nežádoucí změnu polarizačního stavu světelné vlny, což v případě polarimetrického vyhodnocení světelné vlny způsobí snížení citlivosti senzoru. Latentní kruhový dvojlom bývá v optickém vlákně přítomen pouze v zanedbatelné míře [5]. V jistých případech ale může být nežádoucně indukován skrutem vlákna nebo magnetickým polem v případě interferometrických sensorů (ramena interferometru v oblasti s magnetickým polem nebo skruty ramen při instalaci vlákna měřicího ramene). V takovém případě

je žádoucí pomocí vhodné metody kompenzovat i indukovaný kruhový dvojlom.

Přítomnost a vliv lineárního dvojlomu je často nejkritičtějším parametrem pro funkčnost senzoru v praktických aplikacích, proto mu musí být věnována patřičná pozornost. Doposud bylo vyvinuto několik postupů, které potlačují nebo kompenzují vliv lineárního dvojlomu. Výhody a nevýhody daných postupů budou prezentovány v další kapitole, přičemž výzkum v této oblasti není ukončen a jsou vyvíjena nová řešení.

Zajímavým se ukazuje využití optického vlákna jako senzoru plazmového proudu ve výbojových komorách termonukleárních fúzních reaktorů. Tato technologie, ať už se jedná o distribuované, anebo integrální senzory, představuje slibnou cestu měření proudů v řádech MA v podmínkách, kde stávající induktivní senzory narážejí na své limity. Časté je distribuované měření za pomoci metody POTDR, kdy se zkoumá vliv především indukovaného kruhového dvojlomu z důvodu jeho dominance a klíčového významu pro determinaci velikosti měřeného plazmového proudu. Nicméně vývoj v této specifické oblasti optovláknové sensoriky neustále postupuje a řeší nemalé výzvy, např. vliv radičního útlu RIA [6] na detekci plazmového proudu a další.

Členění dizertační práce spočívá v rozdělení do dvou hlavních tematických bloků. Oblasti integrálních senzorů se věnují kapitoly 1 až 2, přičemž kapitola 1 pojednává o dosavadním vývoji problematiky z hlediska kompenzace, či potlačování nežádoucího lineárního dvojlomu. Závěr kapitoly 1 je věnován cílům dizertační práce vzhledem k prvnímu tematickému bloku. Kapitola 2 následně uvádí autorův přínos k problematice z pohledu analýzy pomocí Jonesova počtu, a to stávajícího řešení využívajícího orto-konjuganční retroreflektor a nově navržené varianty, která obsahuje konjuganční smyčku. Obsahem této kapitoly je též rozbor uvedených variant z pohledu dvojlomů. Následně je kapitola zakončena experimentálním měřením a zhodnocením využitelnosti konjuganční smyčky v optovláknové sensorice, včetně návrhu praktické realizace v budoucích aplikacích.

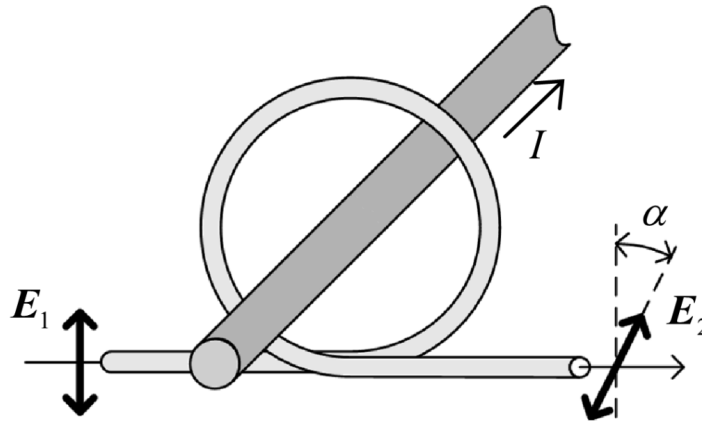
Druhý tematický blok, který zároveň tvoří kapitolu 3, se věnuje distribuovaným optovláknovým senzorům určeným k měření plazmového proudu v termonukleárních fúzních reaktorech. Tato část spočívá nejprve ve stručném uvedení do problematiky termojaderné fúze, kdy je posléze uveden dosavadní vývoj v dané oblasti. Text kapitoly dále pojednává o cílech dizertační práce vzhledem k tematickému bloku a následně o měření plazmového proudu ve fúzních reaktorech s kruhovým průřezem výbojové vakuové komory. Dizertační práce je zakončena studií detekce plazmového proudu ve fúzních reaktorech divertorového typu, z pohledu vlivu šumu detektoru OTDR na přesnost detekce plazmového proudu. Tato studie byla provedena podle aktuálních dostupných zdrojů vůbec poprvé.

1 Integrální optovláknové senzory

V úvodu bylo zmíněno, že významným jevem omezujícím citlivost magneto-optických senzorů je lineární dvojlom. Jeho vlivem klesá citlivost polarimetrického vyhodnocení signálu a tedy i výsledná citlivost až funkčnost celého senzoru. Lineární dvojlom je tak nutné potlačit resp. kompenzovat, a to především u integrálních senzorů.

1.1 Dosavadní vývoj

Na obrázku 1.1 je znázorněno obecné schéma uspořádání integrálního magneto-optického senzoru, resp. jeho snímací části.



Obr. 1.1: Obecné schéma uspořádání integrálního magneto-optického senzoru [3].

Uvedené uspořádání splňuje princip Ampérova zákona celkového proudu, podle kterého závity vláken utvořené kolem proudovodiče tvoří integrační smyčku podle níž lze provést integraci vektoru \vec{B} , která odpovídá součtu všech proudů procházejících integrační smyčkou.

Z Ampérova zákona celkového proudu můžeme formulovat vztah popisující časovou závislost velikosti úhlu stočení roviny polarizace $\alpha(t)$, která je přímo úměrná časovému průběhu proudu $i(t)$:

$$\alpha(t) = \mu V K \int \vec{B}(t) \cdot d\vec{l} = \mu V K i(t), \quad (1.1)$$

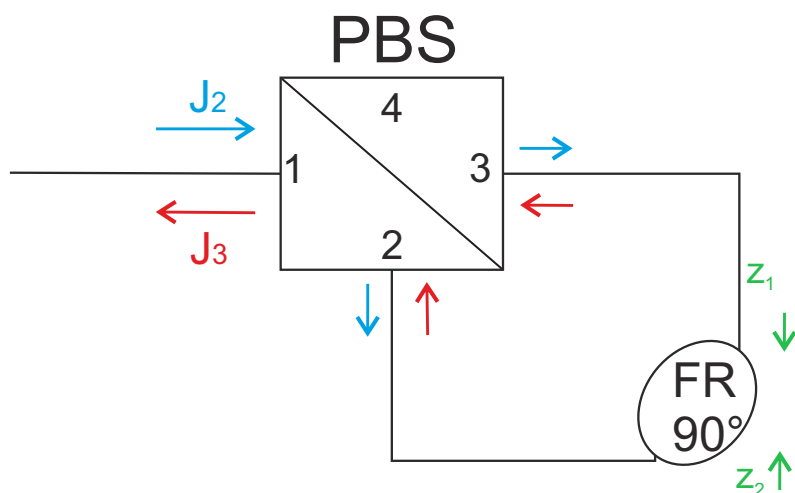
kde $\mu \approx \mu_0$ je permeabilita materiálu jádra vlákna, K je počet závitů a $V = 3,67 \text{ rad} \cdot \text{T}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ je Verdetova konstanta jádra vlákna, pro vlnovou délku $\lambda = 633 \text{ nm}$.

Citlivost senzoru je možné zvýšit navýšením počtu závitů K [3].

1.1.1 Kompenzace lineárního dvojlomu ortogonální konjugací

Nežádoucí lineární dvojlom vzniká ve vlákně, pokud se jeden z vidů šíří podél tzv. pomalé osy vlákna (index lomu n_x) a druhý podél rychlé osy vlákna (index lomu n_y), jak je naznačeno na obrázku 2. Mezi vidy tak vzniká fázový posuv. Ortogonální konjugace vidů představuje záměnu vidů vlny ve smyslu orientace jejich polarizace a zajištění zpětného šíření optické vlny stejným úsekem optického vlákna. Jak již plyne z názvu kompenzační metody, aby se docílila ortogonální konjugace vidů, je nutné stočit rovinu polarizace o úhel $\alpha = 90^\circ$ [5].

Autoři v [7] uvádí zajímavý, ne příliš často využívaný přístup kompenzace lineárního dvojlomu. Je to metoda kompenzace ortogonální konjugací a využívá polarizační dělič PBS¹, jehož výstupy jsou spojeny do smyčky. PBS jasně definuje, že ve smyčce se vyskytují pouze lineární polarizace světla. Pro zachování polarizačních stavů světla ve smyčce je vhodné použít na tomto úseku polarizaci-zachovávající vlákno PMF². Ve smyčce je jako prvek, zabezpečující ortogonální konjugaci vidů, umístěn Faradayův rotátor 90° (FR 90°). Situaci znázorňuje obrázek 1.2.



Obr. 1.2: Varianta kompenzace lineárního dvojlomu [7].

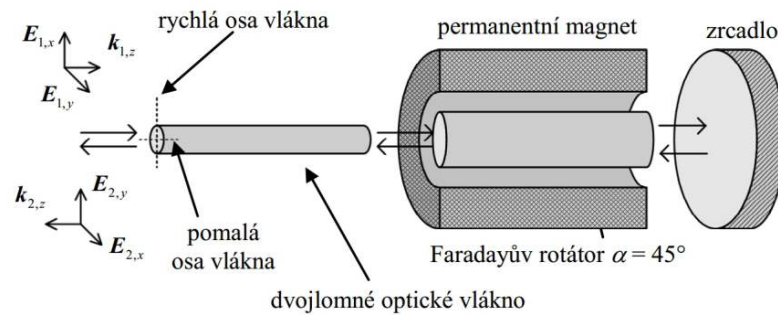
Vstupní polarizační stav je prostřednictvím PBS rozdělen na dva, vzájemně ortogonální stavy polarizace. FR způsobí stočení každého polar. stavu o 90° . Po zpětném průchodu světla přes PBS nastává složení světelné vlny z jednotlivých ramen smyčky a dá se uvažovat o ortogonální konjugaci vidů. Senzory se zpětným šířením signálu využívají skutečnost, že Faradayův jev je nerecipročního charakteru, avšak parazitní

¹Polarizing Beam Splitter

²Polarization Maintaining Fiber

lineární dvojlom je recipročního charakteru. Nereciproční charakter Faradayova jevu znamená stočení roviny polarizace světelné vlny pod stejným úhlem, ale s opačným znaménkem, z pohledu směru šíření optické vlny ($+\alpha$ pro směr $+z$, $-\alpha$ pro směr $-z$).

Další a častější přístup ke kompenzaci parazitního lineárního (latentního i indukovaného) dvojlomu využívá také ortogonální konjugaci vidů. Jedná o nereciproční prvek – orto-konjugální retroreflektor, OKR (anglicky FRM³). OKR je tvořen magnetooptickým rotátorem s definovaným úhlem stočení roviny polarizace $\alpha = 45^\circ$ a rovinným zrcadlem, viz. obr. 1.3. Úhel rotace je nastaven jak délkou rotátoru, tak integrální velikostí magnetické indukce v délce rotátoru [8].



Obr. 1.3: Princip OKR [3].

Na vstupu dvojlomného vlákna, které je charakterizované rychlou a pomalou osou s rozdílnými indexy lomu je lineárně polarizovaná vlna, kterou je možno definovat jako superpozici dvou ortogonálních degenerovaných vidů značených vektory $\vec{E}_{1,x}$ a $\vec{E}_{1,y}$. Vlivem lineárního dvojlomu dochází ke ztrátě degenerace vidů a vzniká mezi nimi fázový posuv. Rychlosti šíření vidů nejsou konstantní, závisí na aktuální hodnotě indexu lomu příslušné osy podél vlákna. Na vstupu OKR bude vstupní polarizační stav optické vlny obecně eliptický. Po prvním průchodu vlny OKR bude rovina polarizace stočena o úhel $\alpha = 45^\circ$ a nastává odraz od zrcadla. Na výstupu OKR bude rovina polarizace stočena o úhel $\alpha = 90^\circ$ vůči vstupní. Světelná vlna je následně navázána do vlákna a šíří se ve zpětném směru, kdy vidy nabudou fázového posuvu stejné velikosti, ale opačného znaménka. Výsledný fázový posuv bude tedy nulový.

Výhodou uvedených uspořádání je skutečnost, že indukovaný kruhový dvojlom vlivem magnetooptického jevu nebude kompenzován, protože je nerecipročního charakteru [9]. Jeho vliv a plynoucí fázový posun vidů bude dvojnásobkem dvojnásobkem prostředím zdvojnásoben, z čehož plyne zdvojnásobení citlivosti senzoru.

³Faraday Rotation Mirror

Nevýhodou použití OKR je nutnost nastavení velikosti jeho rotace v závislosti na použité vlnové délce. Verdetova konstanta je závislá na vlnové délce a úhel rotace musí být pro konkrétní rotátor nastaven velikostí magnetické indukce permanentního magnetu, který je vyroben na míru. Jisté doladování je složité, pomocí různých feromagnetických nástavců a polohováním elementu. Další nevýhodou je teplotní závislost rotátoru a jeho citlivost na vnější magnetická pole. OKR kompaktních rozměrů jsou vyráběny především pro telekomunikační účely a vlnové délky 1310 nm a 1550 nm. Pro kratší vlnové délky se vyrábějí na zakázku, mají vyšší hmotnosti a rozměry. Vyšší cena spolu s dalšími nevýhodami způsobuje nepříliš časté nasazení v senzorických aplikacích. Ty se zaměřují na kompenzaci nežádoucích dvojlomů prostřednictvím snadněji vyrobitelných speciálních vláken, které jsou schopné potlačit i vlivy teplotní nestability [3, 5].

Literatura [10] uvádí metodu kompenzace kruhového dvojlomu, která využívá $\frac{\lambda}{4}$ -fázový retardér v kombinaci s odrazným zrcadlem. Autoři se odvolávají na předešlý výzkum, který stejnou funkcionalitu zajišťuje pomocí tzv. Porrova hranolu.

1.1.2 Další techniky potlačování nežádoucího dvojlomu

Metody popsané výše mají primárně za cíl kompenzovat nežádoucí dvojlom. V následujícím textu budou uvedeny metody, které naopak zamezují vzniku lineárního dvojlomu, nebo vytváří v přenosovém médiu takové podmínky (silný kruhový dvojlom), které umožňují lineární dvojlom zanedbat.

Vlákna typu HB⁴ – vhodné pro oblast vysokorychlostních optických datových přenosů, mají vytvořený silný latentní lineární dvojlom a umožňují přenášet vlnu na velké vzdálenosti bez ztráty polarizačního stavu. Je nutné vhodně navázat lineárně polarizovanou vlnu vzhledem k dvojlomným osám vlákna. Tyto vlákna jsou odolné vůči indukovanému lineárnímu dvojlomu způsobeným ohybem a také vůči teplotním změnám. Obchodní označení tohoto typu vlákna je „Panda“ nebo „Bow-Tie“ a jsou schopny přenášet pouze dva polarizační stavy. Z tohoto důvodu jsou nevhodná pro senzorické aplikace [11].

Použití krouceného jednovidového vlákna poskytuje možnosti potlačení nežádoucích dvojlomů v senzorických aplikacích. Kroucení vlákna indukuje silný kruhový dvojlom, kterého vliv převyšuje vliv lineárního dvojlomu, který tak můžeme zanedbat. Nevýhodou je výroba optovláknových cívek větších rozměrů a značná teplotní závislost kruhového dvojlomu. Výroba tohoto typu vlákna je komplikovaná a problémem je náchylnost vlákna k poškození, kdy může při procesu kroucení vlákna nastat jeho ruptura [12].

⁴Highly Birefringent

Vlákna označována jako „Spun PM LB⁵“ jsou vyráběna rotací tavené preformy vlákna s nízkým dvojlomem a dochází u nich ke zprůměrování nehomogenit vnitřní struktury vlákna, které jsou příčinou latentního lineárního dvojlomu. Tyto vlákna eliminují teplotní závislost, nevýhodou však zůstává problematická fabrikace optovláknových cívek malých rozměrů. Vlákna tohoto typu jsou citlivá na ohyby malých poloměrů, kdy se v nich indukuje lineární dvojlom [13].

Další způsob potlačování dvojlomu spočívá v použití mikrostrukturních vláken, která jsou tažena s rotací preformy. Jejich výhoda spočívá ve výrobě cívek malých rozměrů a v teplotní stabilitě. Nasazování mikrostrukturních vláken v senzorických aplikacích není stále příliš rozšířené a dosavadní vývoj je podpořen relativně nízkým počtem relevantních publikací [3, 14].

Další možností potlačení indukovaného lineárního dvojlomu v optovláknových cívkách o malých rozměrech je technika žíhání a vychlazování vlákna. Výsledkem je snížení teplotní závislosti zbytkového dvojlomu, avšak technologická příprava těchto vláken je velmi náročná a polarizační stav přenášené vlny je citlivý na vibrace [5, 15].

Autoři se v [16] věnují na bázi teoretického popisu a simulací vláknům s nízkým dvojlomem (LB) a spun vláknům pro nasazení k měření plazmového proudu v termonukleárním fúzním reaktoru ITER. Práce se zaměřuje na nalezení ideálního poměru mezi záznějovou délkou (L_B , charakterizující dvojlomnost optického vlákna) a periodou skrutu (spun period). Závěry dané práce uvádí, že pro vysoce dvojlomné vlákno typu spun o záznějové délce 3 mm je hledaný ideální poměr 4,4 (pro snímací vlákno délky 28 m). Tento poměr se však zvýší zařazením 100 m dlouhého vlákna propojujícího vyhodnocovací systém a snímací vlákno, na 10,14.

Literatura [17] prezentuje zajímavý způsob kompenzace lineárního dvojlomu indukovaného ohybem vlákna. Tento způsob spočívá v indukci kontrolované anizotropie ve směru kolmém na rovinu ohybu. Tato anizotropie může být vytvořena aplikací postranního tlaku vyvinutého na vlákno.

V současnosti je rozpracováno a ověřeno několik metod které snižují nežádoucí vliv lineárního dvojlomu v optovláknových polarimetrických senzorech. Každá z metod vykazuje jisté výhody, například odolnost vůči náhodným ohybům vlákna, časová a teplotní stabilita, odolnost proti vibracím a podobně. Výhody dílčích metod jsou ovšem často doprovázeny jejich náchylností vůči některému z jiných vlivů nebo spojenou technologickou náročností přípravy, resp. úpravy vlákna nebo sensorové vláknové cívky. Pro laboratorní a experimentální nasazení se jeví jako velmi výhodné metody využívající kompenzace dvojlomu konjugací vidů. Z principu funkce poskytují časově stálou účinnost, bez výrazné závislosti na teplotě vlákna, imunitu vůči náhodným ohybům a umožňují použití standardních jednovídných vláken bez technologických

⁵Polarization Maintaining Low Birefringent

úprav.

Současné kompenzační metody ale používají polarizační rotátor, který vykazuje teplotní závislost a také citlivost na případná silnější vnější magnetická pole. S využitím nových konceptů na bázi dvojlomných optických komponentů by ale bylo možno vytvořit nové metody kompenzace lineárního dvojlomu, který některé zmíněné nevýhody řeší.

1.2 Cíle dizertační práce

Z výše prezentovaného současného stavu problematiky je možné vyvodit, že popsané metody se navzájem liší svými výhodami i nevýhodami ve smyslu účinnosti kompenzace, stability, technologické náročnosti apod. V rámci studia současného stavu ale nebyl nalezen přístup využívající metodu kompenzace při zpětném šíření bez použití nerecipročních optických komponentů, které jsou sami o sobě technologicky komplikované.

Cílem prvního tématického bloku dizertační práce, orientujícího se na problematiku integrálních senzorů, bude návrh a analýza nového přístupu kompenzace nežádoucího lineárního dvojlomu, který využívá půlvlnné fázové retardéry. Analýza spočívá v teoretickém rozboru prostřednictvím Jonesova počtu, dále v simulaci a experimentálním ověření.

Dalším cílem bude ověření funkce orto-konjugálního retroreflektoru OKR prostřednictvím Jonesova počtu, simulace a praktického měření. Pozornost bude zaměřena také na případ simultánního působení lineárního a indukovaného kruhového dvojlomu z hlediska vlivu na efektivitu kompenzace nežádoucího lineárního dvojlomu. Autoři publikace [8] uvádí, že kompenzace lineárního dvojlomu pomocí OKR je nedokonalá. Dané tvrzení je demonstrováno na případech použití optických vláken s různou hodnotou záznějové délky L_B jako snímacího vlákna plazmového proudu ve fúzním reaktoru ITER. Uvedené závěry značí nežádoucí vliv lineárního dvojlomu na přesnost detekce proudu navzdory zařazení kompenzačního prvku OKR do topologie.

Důvodem provedení simulace v této práci bude začlenění vlivu lineárního dvojlomu indukovaného ohybem vlákna, které chybí v publikaci [8] a následná vizualizace vlivu lineárního dvojlomu na poměr složek vektoru intenzity elektrického pole \vec{E} . Tato simulace uvažuje působení magnetického pole nižších úrovní, jak je prezentováno v uvedené publikaci pro případ reaktoru ITER, kde mj. autoři předpokládají v rámci zjednodušení konstantní magnetické pole podél snímacího vlákna. Jak bude uvedeno v rámci druhého tématického bloku, tvar vakuové komory reaktoru ITER a pozice plazmového proudu budou příčnou neuniformního rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna.

2 Příspěvek autora k problematice

2.0.1 Jonesův počet – polarizační stavy

V této části bude uveden stručný přehled polarizačních stavů, definovaných prostřednictvím Jonesova počtu, resp. Jonesova vektoru, kdy složky vektoru E_x a E_y představují složky intenzity elektrického pole optické vlny [18].

Lineární polarizace O_x ; Jonesův vektor:

$$\vec{X} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

Lineární polarizace O_y ; Jonesův vektor:

$$\vec{Y} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Lineární polarizace $\pm 45^\circ$; Jonesův vektor:

$$\vec{V}_{\pm 45^\circ} = \begin{bmatrix} 1 \\ \pm 1 \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.3)$$

Levotočivá kruhová polarizace; Jonesův vektor:

$$\vec{L} = \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.4)$$

Pravotočivá kruhová polarizace; Jonesův vektor:

$$\vec{P} = \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.5)$$

Eliptická polarizace; Jonesův vektor:

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi e^{i\phi} \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (2.6)$$

χ ve vztahu (2.6) představuje dielektrickou susceptibilitu prostředí a ϕ je fáze vlny ve směru y .

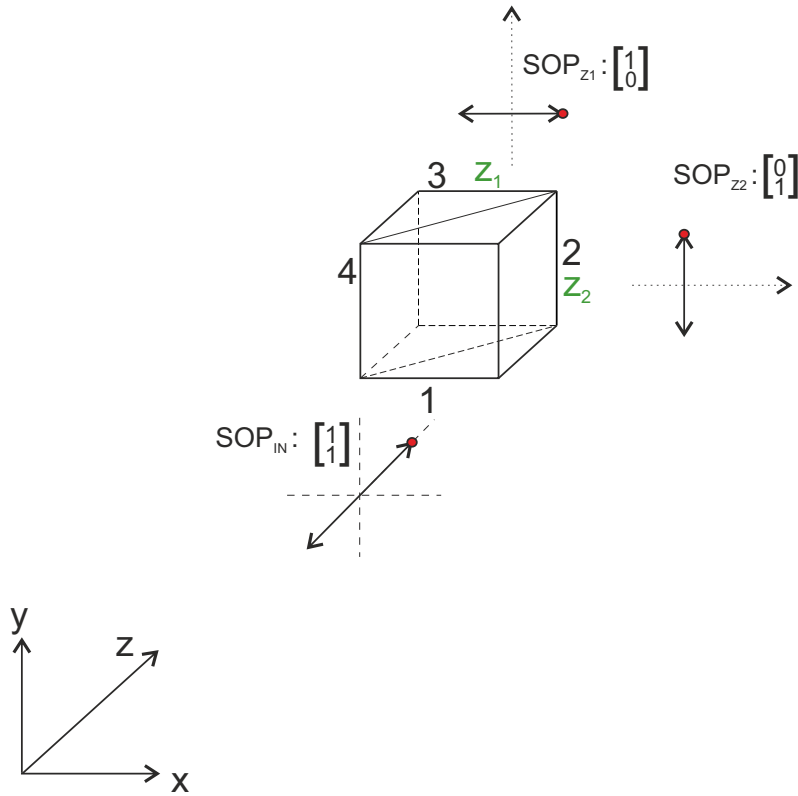
Na obrázku 1.2 je uvedeno kompenzační uspořádání senzoru, které využívá FR 90° . Souhrnná Jonesova matice pro FR 90° a PBS podle [7] je:

$$\text{FR}_{90^\circ; \text{PBS}} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Funkce polarizačního děliče PBS je znázorněna na obrázku 2.1. Pro PBS platí Jonesova notace [7]:

$$P_{12} = P_{21} = P_{34} = P_{43} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ a } P_{13} = P_{31} = P_{24} = P_{42} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

P_{mn} je označení pro port PBS, index m značí vstupní a index n výstupní port.



Obr. 2.1: Polarizační dělič, PBS.

Pro vlastní analýzu byl použit jiný způsob. Z tzv. rotační matice (RM) (2.9) a (2.10) plyne Jonesův popis FR pro oba protichůdné směry, které do FR vstupují – (2.11) (FR pro 90° z pohledu směru z_1) a (2.12) (FR pro -90° z pohledu směru z_2).

$$RM_{z_1} = \begin{bmatrix} \cos \theta^\circ & \sin \theta^\circ \\ -\sin \theta^\circ & \cos \theta^\circ \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

$$RM_{z_2} = \begin{bmatrix} \cos(-\theta^\circ) & \sin(-\theta^\circ) \\ -\sin(-\theta^\circ) & \cos(-\theta^\circ) \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

$$\text{FR}_{90^\circ_{z_1}} = \begin{bmatrix} \cos 90^\circ & \sin 90^\circ \\ -\sin 90^\circ & \cos 90^\circ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

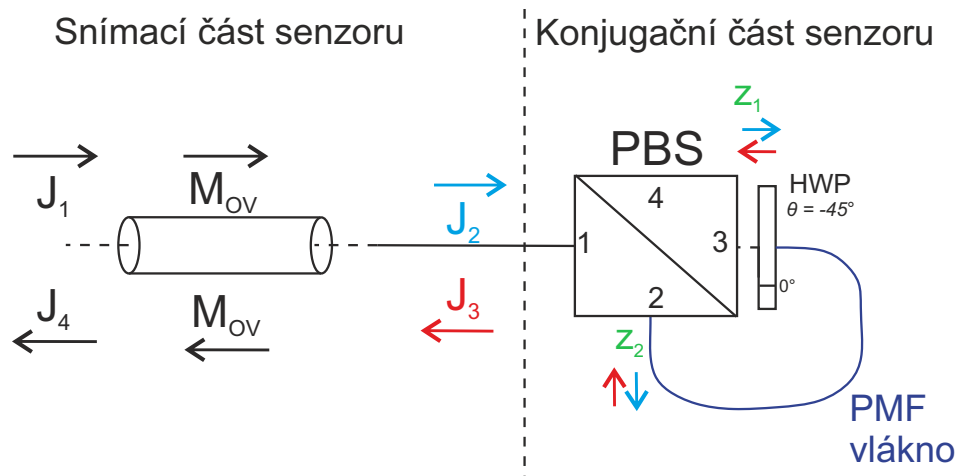
$$\text{FR}_{-90^\circ_{z_2}} = \begin{bmatrix} \cos(-90^\circ) & \sin(-90^\circ) \\ -\sin(-90^\circ) & \cos(-90^\circ) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

V tomto bodě je možné si povšimnout, že matice (2.11) a (2.12) se liší od (2.7), kde je zahrnut i vliv PBS.

Hlavní myšlenkou byla náhrada FR_{90° jinou, především levnější alternativou. Jako možnost se nabízí využití fázových retardérů – konkrétně $\frac{\lambda}{2}$ retardéry (dále jako HWP^1). Tyto dokáží manipulovat s lineární polarizací, resp. stočit ji o definovaný úhel.

2.1 Varianta s jednou HWP

Obrázek 2.2 ilustruje tzv. konjuganční část senzoru, která obsahuje jeden fázový retardér $\frac{\lambda}{2}$, pootočen o -45° vůči vztahné rovině (0°), kterou představuje vertikální, neboli pomalá osa vlákna. Pomalá osa fázového retardéru, který je pootočen o 0° , odpovídá orientaci pomalé osy vztahné soustavy.



Obr. 2.2: Snímací a konjuganční část senzoru obsahující 1x HWP.

\vec{J}_1 je Jonesův vektor popisující polarizační stav optické vlny vstupující do dvoj-lomného prostředí, charakterizovaného maticovým zápisem \vec{M}_{OV} . Vzniká tak obecně

¹Half Wave Plate

eliptický polarizační stav \vec{J}_2 , který vstupuje do konjugální části senzoru. Po ortogonální konjugaci vidů je výstupní polarizační stav \vec{J}_3 navázán do stejného dvojlomného prostředí, kde se šíří zpětným směrem. Na výstupu je polarizační stav \vec{J}_4 .

Jonesův popis pro HWP je následující:

$$\text{HWP} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (2.13)$$

HWP natočena pod úhlem θ způsobí natočení vstupní polarizace obecně o úhel 2θ . V případě natočení HWP o $\pm 45^\circ$ je výstupní polarizace ortogonální vůči vstupní.

Varianta s jednou HWP (směr z_1) je popsána následující konstrukcí:

$$[\text{OUT}] = [45^\circ] \cdot [\text{HWP}] \cdot [-45^\circ] \cdot [\text{IN}], \quad (2.14)$$

kde $[-45^\circ]$ označuje natočení HWP o -45° , přičemž element $[+45^\circ]$ je uveden kvůli tzv. kompenzaci rotace souřadnicového systému ke vztažné soustavě. Obecné označení $[\text{IN}]$ a $[\text{OUT}]$ představují vstupní a výstupní polarizační stavy.

Zápis konstrukce (2.14) prostřednictvím Jonesova počtu:

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.15)$$

Zjednodušená forma (2.15):

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.16)$$

Pro opačný směr přenosu je dále varianta s jednou HWP (směr z_2) popsána konstrukcí:

$$[\text{OUT}] = [-45^\circ] \cdot [\text{HWP}] \cdot [45^\circ] \cdot [\text{IN}], \quad (2.17)$$

kde $[45^\circ]$ značí natočení HWP o 45° z pohledu směru z_2 , přičemž element $[-45^\circ]$ je opět zahrnut kvůli tzv. kompenzaci rotace souřadnicového systému ke vztažné soustavě.

Zápis konstrukce (2.17) prostřednictvím Jonesova počtu:

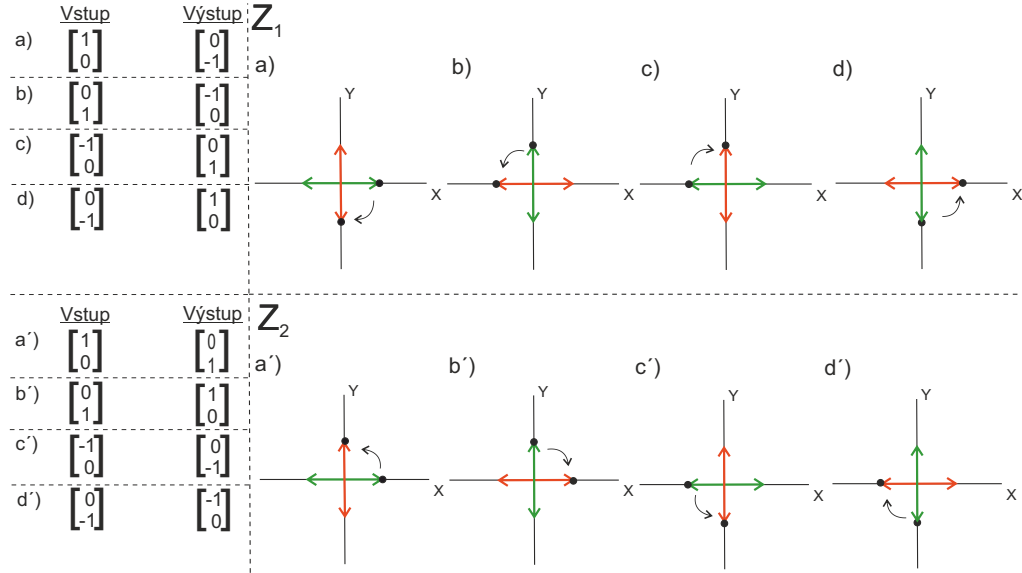
$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.18)$$

Zjednodušená forma (2.18):

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.19)$$

Výrazy (2.16) a (2.19) se liší od (2.11) a (2.12), avšak po jejich násobení vstupní lineární polarizací (2.1), nebo (2.2), dostáváme na výstupu v obou případech ortogonální polarizaci.

Graficky je situace vyobrazena na obrázku 2.3, kdy pozorovatel sleduje rovinu polarizace světla vždy ve směru šíření optické vlny.



Obr. 2.3: Změny SOP při použití jedné HWP pro z_1 a z_2 , kde z_1 a z_2 jsou protichůdné směry šíření optické vlny v konjugální smyčce.

Podle teoretických závěrů (viz. obrázky 2.1, 2.2 a 2.3) je možné zhodnotit, že v konjugální části senzoru nastala konjugace vidů, přičemž polarizační stav optické vlny opouštějící konjugální část senzoru je pootočen o 180° vůči vstupnímu polarizačnímu stavu SOP_{IN} .

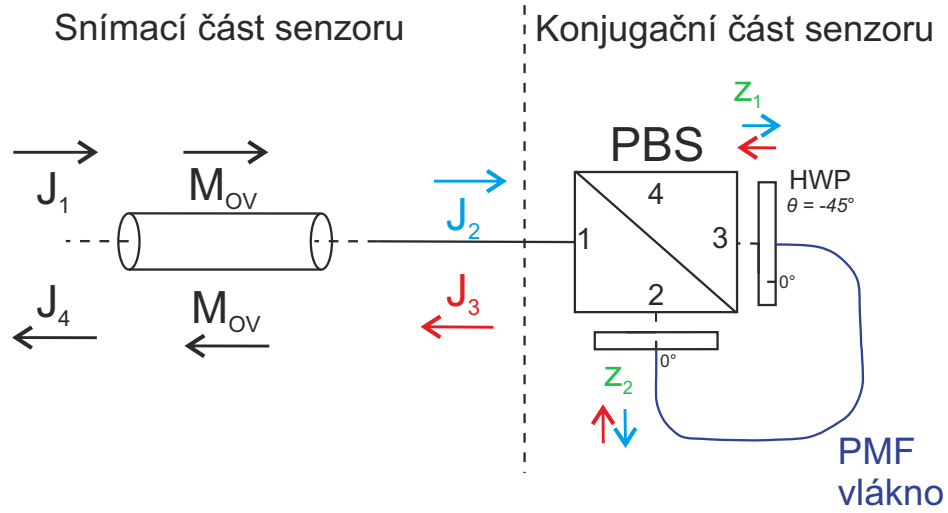
V dalším textu bude teoreticky analyzována varianta která využívá dvě HWP v konjugální smyčce.

2.2 Varianta se dvěma HWP

Další možností je použití dvou HWP, které jsou vzájemně pootočený o specifický úhel θ . Pro dosažení ortogonální konjugace vidů bude tento úhel definovat vzájemné pootočení HWP, konkrétně -45° [19]. Graficky je situace uvedena na obrázku 2.4.

Pro směr z_1 je varianta se dvěma HWP popsána následující konstrukcí:

$$[OUT] = [45^\circ] \cdot [HWP_2] \cdot [-45^\circ] \cdot [HWP_1] \cdot [IN], \quad (2.20)$$



Obr. 2.4: Snímací a konjugační část senzoru obsahující 2 x HWP.

Jonesův popis uvedené konstrukce:

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.21)$$

Zjednodušený zápis:

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.22)$$

Notace (2.22) je totožná jako matice pro FR (směr z_1) – (2.11).

Pro **opačný** směr (z_2) je HWP₂ pootočená o 45° a zápis vypadá následovně:

$$[\text{OUT}] = [+45^\circ] \cdot [-45^\circ] \cdot [\text{HWP}_1] \cdot [-45^\circ] \cdot [\text{HWP}_2] \cdot [45^\circ] \cdot [\text{IN}]. \quad (2.23)$$

Jonesův počet:

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.24)$$

Zjednodušený zápis:

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.25)$$

Notace (2.25) je totožná jako (2.22) (směr z_1), což je zapříčiněno vzájemným úhlem mezi HWP (-45°), platným pro oba směry přenosu konjugální smyčky.

Pro ověření funkce této konfigurace budou dále uvedeny ještě dvě varianty **A)** a **B)**, vždy pro směr z_1 a z_2 .

A) HWP₁ pootočena o 30° ; **směr** z_1 :

$$[\text{OUT}] = [-30^\circ] \cdot [45^\circ] \cdot [\text{HWP}_2] \cdot [-45^\circ] \cdot [\text{HWP}_1] \cdot [30^\circ] \cdot [\text{IN}]. \quad (2.26)$$

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.27)$$

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.28)$$

A) HWP₂ pootočena o 15° ; **směr** z_2 :

$$[\text{OUT}] = [30^\circ] \cdot [\text{HWP}_1] \cdot [-45^\circ] \cdot [\text{HWP}_2] \cdot [-30^\circ] \cdot [45^\circ] \cdot [\text{IN}]. \quad (2.29)$$

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.30)$$

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.31)$$

B) HWP₁ pootočena o -60° ; **směr** z_1 :

$$[\text{OUT}] = [60^\circ] \cdot [+45^\circ] \cdot [\text{HWP}_2] \cdot [-45^\circ] \cdot [\text{HWP}_1] \cdot [-60^\circ] \cdot [\text{IN}]. \quad (2.32)$$

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.33)$$

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.34)$$

B) HWP₂ pootočena o 105°; **směr** z₂:

$$[\text{OUT}] = [-60^\circ] \cdot [\text{HWP}_1] \cdot [-45^\circ] \cdot [\text{HWP}_2] \cdot [45^\circ] \cdot [60^\circ] \cdot [\text{IN}]. \quad (2.35)$$

$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}] \quad (2.36)$$

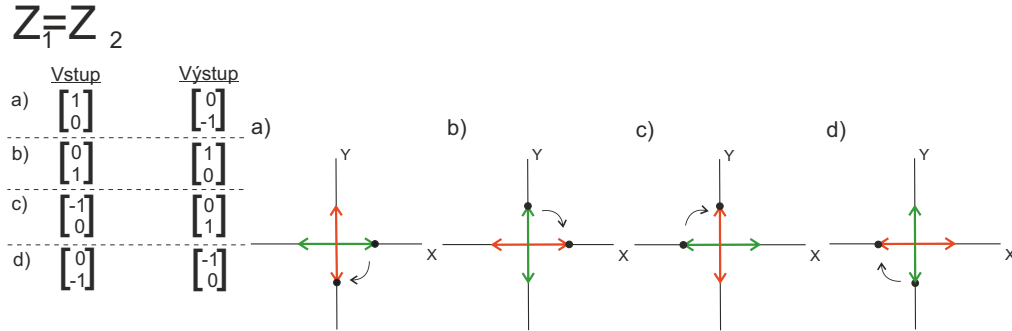
$$[\text{OUT}] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot [\text{IN}]. \quad (2.37)$$

Při pohledu na zjednodušené zápisy (2.22), (2.25), (2.28), (2.31), (2.34) a (2.37) lze konstatovat, že se jedná o identické formy.

Závěrem z výše uvedeného plyne zjištění, že **nezáleží na orientaci** HWP₁ a HWP₂ vůči referenčním souřadnicovým osám, ale na **úhlu**, který tyto fázové retardéry svírají mezi sebou.

Neplatí však totožnost výsledných matic varianty se dvěma HWP s maticemi pro FR_{+90°_{z1}} – (2.11) FR_{-90°_{z2}} – (2.12).

Obrázek 2.5 naznačuje graficky charakter kombinace dvou HWP v konjugální smyčce, přičemž pozorovatel sleduje rovinu polarizace světla ve směru šíření optické vlny.



Obr. 2.5: Změny SOP při použití dvou HWP v konjugální smyčce.

Použitím varianty se dvěma HWP se v konečném důsledku dosáhne stejného efektu jako v případě použití jedné HWP, avšak kombinace dvou HWP dává možnost libovolného natočení HWP za podmínky, že je dodržen vzájemný úhel pootočení $\pm 45^\circ$.

Z výše uvedené analýzy vyplývá, že k záměně vidů skutečně dochází, nikoliv však ve smyslu orientace jejich polarizace, jak je tomu v případě OKR. Výstupní polarizace konjugačního systému s HWP je orientována pod úhlem 0° , resp. 180° , u OKR pod úhlem 90° . Další závěry plynou z analýzy z pohledu dvojlomů, které budou zkoumány z pohledu OKR a systému s HWP.

2.3 Analýza z pohledu dvojlomů – OKR

V této podkapitole bude pozornost věnována analýze návrhu optovláknového senzoru s kompenzační částí OKR, konkrétně z pohledu dvojlomů. Uvedený postup zanedbává vliv útlumu na komponentech senzoru.

Základ analýzy je tvořen Jonesovou notací pro optické vlákno \vec{M}_{OV} , ve kterém je přítomen lineární dvojlom (vlastní a indukovaný) i dvojlom kruhový (indukovaný), přičemž účelem je ověření funkce kompenzační části senzoru. Prezentovaný postup vychází z literatury [20] a je v této práci uveden pro přehlednost a kontinuitu autorem řešené problematiky. Následně je teoretická analýza doplněna o grafické výstupy simulací.

$$\vec{M}_{OV} = \begin{pmatrix} \alpha + j\beta \cos(2q) & -\gamma + j\beta \sin(2q) \\ \gamma + j\beta \sin(2q) & \alpha - j\beta \cos(2q) \end{pmatrix}, \quad (2.38)$$

kde

$$\begin{aligned} \alpha &= \cos(\Delta l) & \beta &= \frac{\delta \sin(\Delta l)}{2\Delta} \\ \gamma &= \rho \frac{\sin(\Delta l)}{\Delta} & \Delta &= \sqrt{\rho^2 + \frac{\delta^2}{4}} \end{aligned}$$

δ představuje sumu vlastního lineárního dvojlomu optického vlákna, který je definován vztahem $\delta_o = \frac{2\pi}{L_B}$ a indukovaného lineárního dvojlomu δ_{ind} , který je přítomen v optickém vlákne především vlivem ohybu vlákna. q označuje vzájemnou orientaci polarizačních vidů pro úseky vlákna s rozdílnou mírou působícího dvojlomu. Pro zjednodušení další analýzy bude hodnota tohoto parametru rovna 0. Parametry δ a q nejsou závislé na směru šíření optické vlny vláknem a jsou považovány za konstantní. ρ je kruhový dvojlom indukovaný magnetickým polem, které nabývá nenulové intenzity pouze podél snímacího vlákna. Nakonec l představuje tzv. elementární délku, na které lze považovat uvedené parametry za konstantní. Parametr l je důležitý především u modelování distribuovaných senzorů, v případě snímacího vlákna integrálních senzorů je možné položit tuto hodnotu rovnu 1.

Jonesův vektor \vec{J}_1 popisuje světelnou vlnu, která vstupuje do dvojlomného prostředí, tedy optického vlákna. Toto prostředí charakterizuje matice \vec{M}_{OV} a způsobuje změnu polarizačního stavu vlny, kterou popisuje vektor \vec{J}_2 :

$$\vec{J}_2 = \vec{M}_{\text{OV}} \cdot \vec{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha + j\beta & -\gamma \\ \gamma & \alpha - j\beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \quad (2.39)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\Delta l) + j\frac{\delta}{2}\frac{\sin(\Delta l)}{\Delta} & -\rho\frac{\sin(\Delta l)}{\Delta} \\ \rho\frac{\sin(\Delta l)}{\Delta} & \cos(\Delta l) - j\frac{\delta}{2}\frac{\sin(\Delta l)}{\Delta} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha + j\beta - \gamma \\ \alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}. \quad (2.40)$$

Obecně elipticky polarizovaná vlna, kterou reprezentuje vektor \vec{J}_2 , vstupuje do kompenzační části senzoru.

Výstupní vlna z OKR je reprezentována vektorem \vec{J}_3 :

$$\vec{J}_3 = \vec{M}_{\text{OKR}} \cdot \vec{J}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha + j\beta - \gamma \\ \alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

Ověření, že vektory \vec{J}_2 a \vec{J}_3 jsou ortogonální:

$$\begin{bmatrix} \alpha + j\beta - \gamma \\ \alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}_{\vec{J}_2} \cdot \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}_{\vec{J}_3} = 0. \quad (2.42)$$

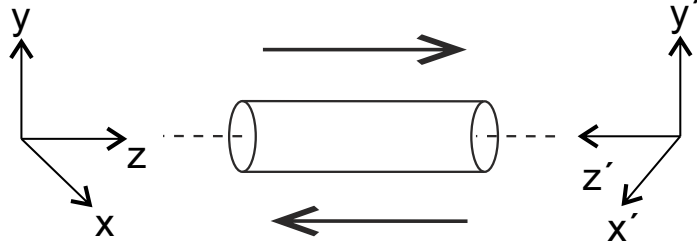
V případě zpětného šíření optické vlny stejným úsekem dvojlomného vlákna zůstává Jonesova matice pro optické vlákno stejná, pokud je dodržena orientace souřadnicového systému tak, jak ilustruje obrázek 2.6. Při splnění této podmínky jsou parametry δ , ρ a q nezávislé na směru přenosu [8].

Je důležité poznamenat, že výše uvedená konvence není obecný případ. Daný postup je platný pouze za předpokladu, že vlákno není zkroucené (bez dodatečného kruhového dvojlomu indukovaného zkrutem) a parametr q musí být konstantní podél vlákna. V případě, že by optické vlákno nebylo vystaveno magnetickému poli (vliv pouze recipročního dvojlomu), byla by Jonesova matice transponována pro zpětný směr [21].

Po zpětném průchodu vlny optickým vláknem za přítomnosti působícího magnetického pole, je výstupní vektor \vec{J}_4 :

$$\vec{J}_4 = \vec{M}_{\text{OV}} \cdot \vec{J}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha + j\beta & -\gamma \\ \gamma & \alpha - j\beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

$$\vec{J}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha^2 + \beta^2 - \gamma^2 + 2\alpha\gamma + j2\beta\gamma \\ -\alpha^2 - \beta^2 + \gamma^2 + 2\alpha\gamma - j2\beta\gamma \end{bmatrix}. \quad (2.44)$$



Obr. 2.6: Orientace souřadnicového systému pro dopředný a zpětný průchod vlny dvojlomným prostředím [8].

Vektor (2.44) je obtížné analyzovat z hlediska vlivu dvojlomů. Tento úkol je ovšem možné řešit separátně, jak uvádí zdroj [20]. Uvedený přístup je postaven na zanedbání vlivu kruhového dvojlomu $\rho = 0 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$, následně lineárního dvojlomu $\delta = 0 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$. Finální polarizační stav se následně určí superpozicí částkových stavů.

1) V případě, že zanedbáme kruhový dvojlom a uvažujeme jen přítomnost lineárního dvojlomu δ , můžeme vztah (2.40) modifikovat takto:

$$\vec{J}_2' = \vec{M}_{\text{OV}} \cdot \vec{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) + j \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) & 0 \\ 0 & \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) - j \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

$$\vec{J}_2' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' & 0 \\ 0 & \alpha' - j\beta' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' \\ \alpha' - j\beta' \end{bmatrix}. \quad (2.46)$$

Výstupní vlna z kompenzačního systému je reprezentovaná vektorem \vec{J}_3' :

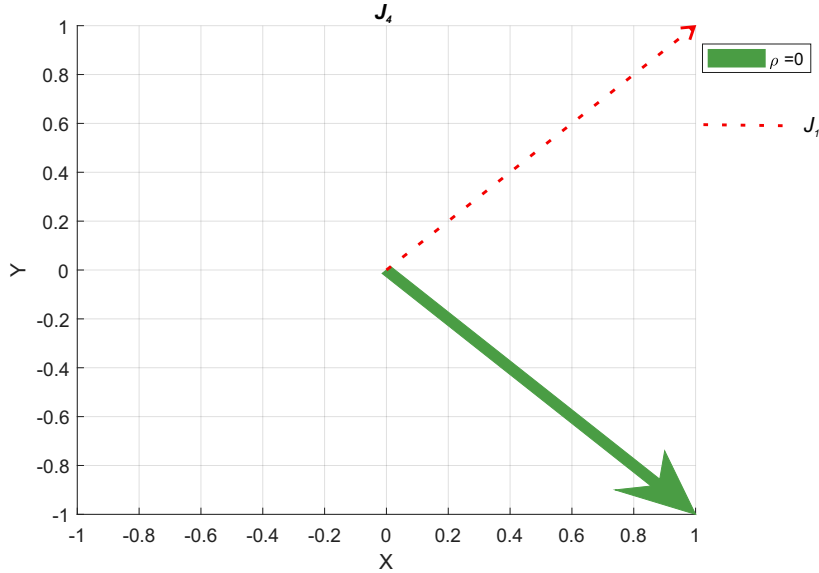
$$J_3' = \vec{M}_{\text{OKR}} \cdot J_2' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' \\ \alpha' - j\beta' \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha' - j\beta' \\ -\alpha' - j\beta' \end{bmatrix}. \quad (2.47)$$

Zpětný průchod vlny optickým vláknem možno vyjádřit vektorem \vec{J}_4' .

$$\vec{J}_4' = \vec{M}_{OV} \cdot \vec{J}_3' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha' + j\beta' & 0 \\ 0 & \alpha' - j\beta' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha' - j\beta' \\ -\alpha' - j\beta' \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

$$\vec{J}_4' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'^2 + \beta'^2 \\ -(\alpha'^2 + \beta'^2) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ -(\cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}. \quad (2.49)$$

Jak je vidět z (2.49), výsledná polarizace optické vlny je lineární a ortogonální vůči vstupní polarizaci \vec{J}_1 . Tento výsledek je platný pro jakoukoliv kombinaci $\delta = \delta_o + \delta_{ind}$. Byl vytvořen počítačový skript, který simuluje danou situaci. Obrázek 2.7 uvádí příklad.



Obr. 2.7: Vektor polarizace \vec{J}_4 , bez působení magnetického pole.

Jak naznačuje obrázek 2.7, úhel natočení mezi vektory \vec{J}_1 a \vec{J}_4 je vlivem kompenzační části senzoru -90° . Lineární dvojlom δ je potlačen.

2) V případě, že se uvažuje potlačení lineárního dvojlomu ($\delta = 0 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$), působí pouze kruhový dvojlom, indukovaný magnetickým polem měřeného proudu.

Vektor \vec{J}_2'' má podobu:

$$\vec{J}_2'' = \vec{M}_{OV} \cdot \vec{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\Delta l) & -\sin(\Delta l) \\ \sin(\Delta l) & \cos(\Delta l) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (2.50)$$

kde $\Delta = \rho$.

$$\vec{J}_2'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'' & -\gamma'' \\ \gamma'' & \alpha'' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'' - \gamma'' \\ \alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix}. \quad (2.51)$$

Výstupní vlna z kompenzačního systému OKR je reprezentována vektorem \vec{J}_3'' :

$$\vec{J}_3'' = \vec{M}_{\text{OKR}} \cdot \vec{J}_2'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'' - \gamma'' \\ \alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'' + \gamma'' \\ -\alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix}. \quad (2.52)$$

Po zpětném průchodu vlny optickým vláknem bude na výstupu senzoru vlna popsána vektorem \vec{J}_4'' .

$$\vec{J}_4'' = \vec{M}_{\text{OV}} \cdot \vec{J}_3'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'' & -\gamma'' \\ \gamma'' & \alpha'' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha'' + \gamma'' \\ -\alpha'' + \gamma'' \end{bmatrix} \quad (2.53)$$

$$\vec{J}_4'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha''^2 - \gamma''^2 + 2\alpha''\gamma'' \\ -(\alpha''^2 - \gamma''^2 - 2\alpha''\gamma'') \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \cos^2(\rho) - \sin^2(\rho) + 2\cos(\rho)\sin(\rho) \\ -(\cos^2(\rho) - \sin^2(\rho) - 2\cos(\rho)\sin(\rho)) \end{bmatrix} \quad (2.54)$$

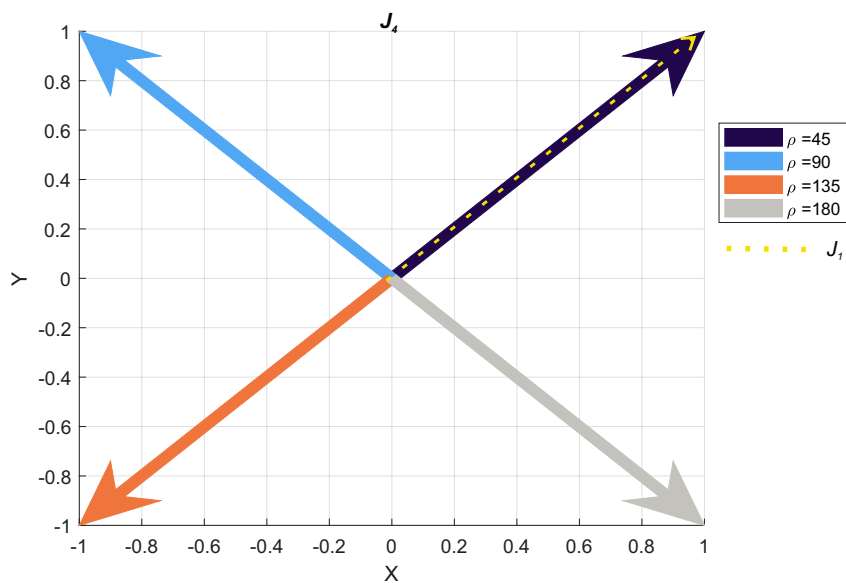
$$\vec{J}_4'' = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \cos^2(\rho) - \sin^2(\rho) + \sin(2\rho) \\ -(\cos^2(\rho) - \sin^2(\rho) - \sin(2\rho)) \end{bmatrix}. \quad (2.55)$$

Vektor (2.55) obsahuje člen $\sin(2\rho)$, který reprezentuje indukovaný kruhový dvojlom. Protože vlna prochází senzorem v dopředném i zpětném směru, úhel stočení roviny polarizace nabývá dvojnásobku.

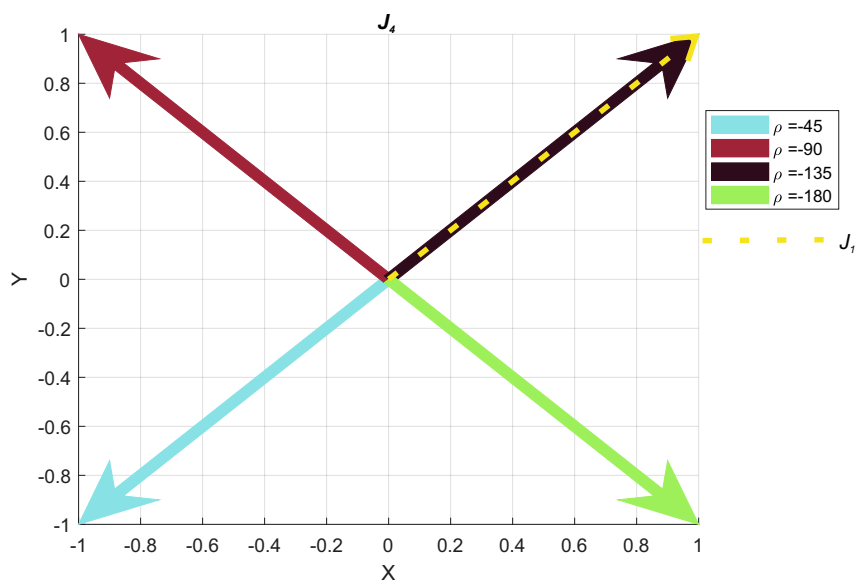
Obrázek 2.8 naznačuje grafický výstup simulace, při které byl zanedbán lineární dvojlom a indukovaný kruhový dvojlom zapříčinil stočení roviny polarizace o 45° , 90° , 135° a 180° pro jeden průchod optické vlny snímacím vláknem.

Vstupní vektor polarizace \vec{J}_1 je vždy stočen o příslušný úhel v kladném smyslu, dále o 90° v opačném směru (vliv OKR) a nakonec podstupuje opět rotaci v kladném smyslu o příslušný úhel – vlivem zpětného průchodu světla snímacím vláknem.

Obrázek 2.9 ilustruje situaci, kdy je magnetické pole působící na snímací vlákno opačné orientace.



Obr. 2.8: Vektory polarizace \vec{J}_4 ; lineární dvojlom zanedbán; kladný směr ρ .



Obr. 2.9: Vektory polarizace \vec{J}_4 ; lineární dvojlom zanedbán; záporný směr ρ .

2.3.1 Vyhodnocení analýzy z pohledu dvojlomů – OKR

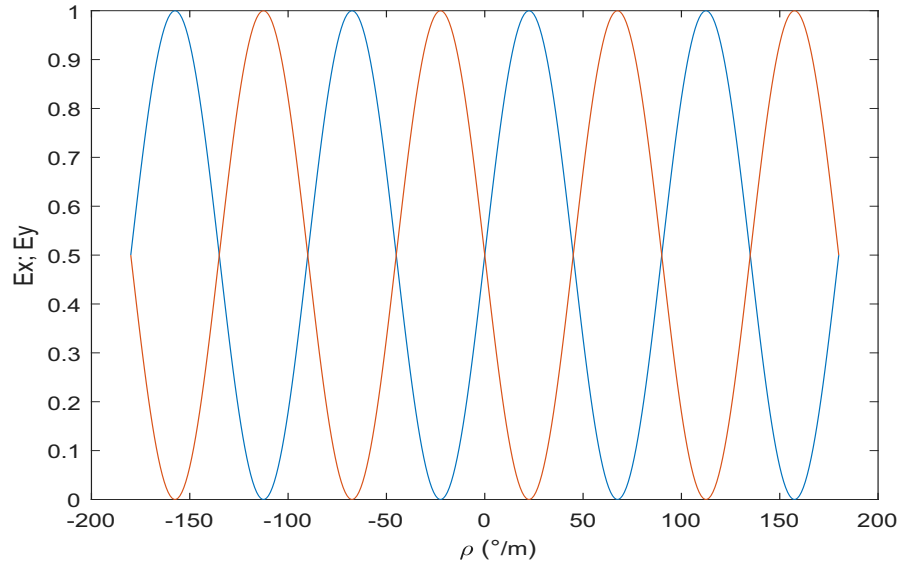
V předchozí kapitole byla provedena analýza za pomoci Jonesova počtu, která poskytuje náhled na poměry dvojlomů v optickém vlákne v různých situacích.

Bylo ukázáno, že v případě zanedbání kruhového dvojlomu je výsledná polarizace lineární a ortogonální vůči polarizaci, která do systému vstupuje. Uplatní se tak pouze rotace vzniklá v OKR. Lineární dvojlom je nehledě na velikost jeho hodnoty potlačen.

V případě zanedbání lineárního dvojlomu vykazuje výsledný vektor polarizace závislost pouze na dvojlomu kruhovém.

Provedené úvahy a kalkulace se však nejeví jako dostatečné, protože v [20] nebyl uveden případ, kdy působí lineární i kruhový dvojlom současně. V tomto případě vyvstává důvodná pochybnost, že samotná superpozice polarizačních stavů nevede k očekávanému výsledku, jak je i naznačeno v [8]. Jak již bylo v cílech dizertační práce uvedeno, autoři této publikace uvádí, při v případě současného působení dvojlomů je ortogonální kompenzace lineárního dvojlomu, za použití OKR, nedokonalá.

Pro ověření popsané situace byl opět použit počítačový skript. Obrázek 2.10 uvádí závislost rozložení normované intenzity záření (vektor polarizace \vec{J}_4) do ortogonálních složek \vec{E}_x a \vec{E}_y na magnetickém poli, které pro jeden průchod světla vláknem stáčí rovinu polarizace postupně od -180° po 180° , s krokem 1° . Uvedená situace je tzv. ideální, protože na snímací vlákno nepůsobí žádný lineární dvojlom.



Obr. 2.10: Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení magnetického pole: $\delta = 0 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

Křivky uvedené na obrázku 2.10 respektují grafické zobrazení normalizovaného

Malusova zákona [23]. Pokud na snímací vlákno nepůsobí žádné magnetické pole, je intenzita výsledného záření rovnoměrně rozložena mezi složky vektoru \vec{E} . Tato situace se periodicky opakuje s působícím magnetickým polem o velikosti celočíselných násobků úhlu 45° , tedy pro oba směry orientace magnetického pole.

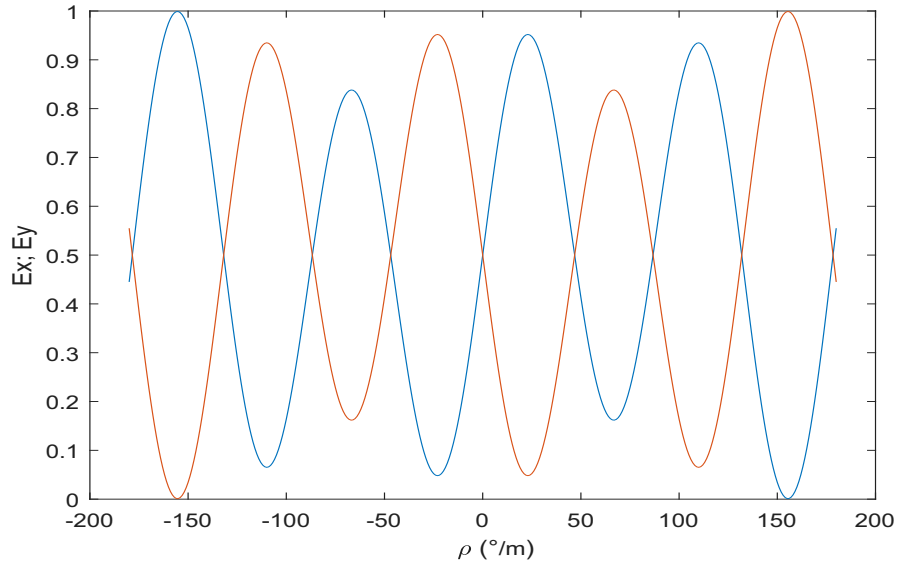
Předpokládaný působící lineární dvojlom indukovaný ohybem je určen vztahem:

$$\delta_{\text{ind}} = \frac{\pi}{\lambda} EC \frac{r^2}{R^2}, \quad (2.56)$$

kde $\lambda = 633 \text{ nm}$ je vlnová délka světelné vlny, $E = 7,3 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$ je Youngův modul materiálu vlákna, $C = -3,7 \cdot 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ je napětově-optický koeficient materiálu vlákna [24]. Dále $r = \frac{125}{2} \cdot 10^{-6} \text{ m}$ je poloměr jednovidového vlákna a $R = 8 \text{ cm}$ značí poloměr ohybu vlákna. Po dosazení činí hodnota $\delta_{\text{ind}} = 0,8181 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$. Zdroj [25] uvádí zjednodušený vztah pro výpočet δ_{ind} ; $\delta_{\text{ind}} = 7,7 \cdot 10^7 \frac{r^2}{R^2} (^\circ \cdot \text{m}^{-1})$. Po dosazení a přepočtu na $\text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$ dostáváme $\delta_{\text{ind}} = 0,8203 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

K hodnotě lineárního dvojlomu indukovaného ohybem je nutné přičíst vlastní lineární dvojlom optického vlákna $\delta_o = \frac{2\pi}{L_B}$. Hodnota záznějové délky L_B by měla být co nejvyšší. Komerčně dostupná optická vlákna s nízkým dvojlomem vykazují L_B až 360 m [8]. Následně po dosazení: $\delta_o = 0,0175 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$. Celková hodnota předpokládaného lineárního dvojlomu tak činí $\delta = 0,8378 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

Získanou hodnotu δ je možné aplikovat v simulaci, kdy zároveň působí i kruhový dvojlom různých velikostí. Grafický výstup uvádí obrázek 2.11.

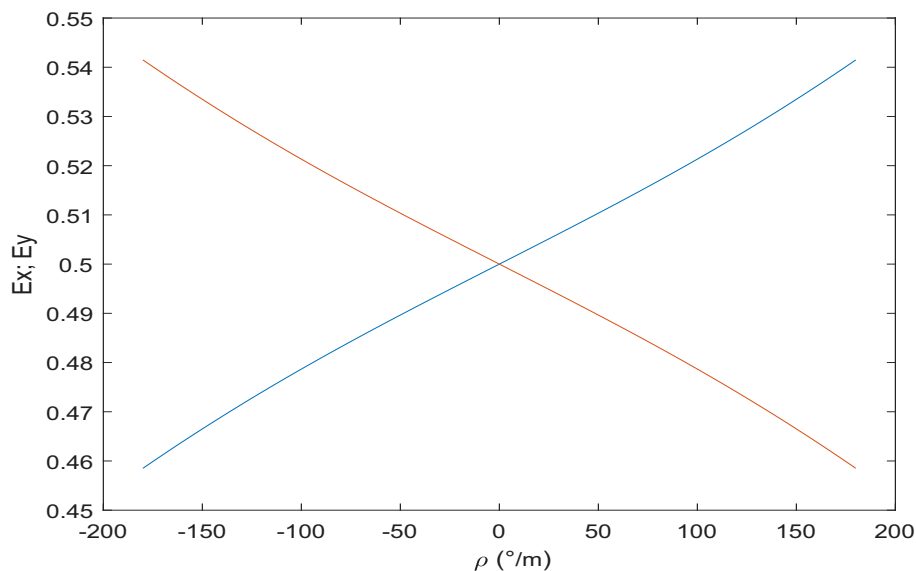


Obr. 2.11: Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení magnetického pole a lineárního dvojlomu: $\delta = 0,8378 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

Při zahrnutí lineárního dvojlomu do simulace ztrácí křivky na daném intervalu

periodicitu, dochází k posuvu bodů znamenajících rovnoměrné rozdělení intenzity mezi složky \vec{E}_x a \vec{E}_y na jiné úhly stočení roviny polarizace a mění se poměr intenzit v těchto složkách. Jinak řečeno, senzor ztrácí dynamiku a klesá schopnost jeho reakce na změny magnetického pole.

Toto zjištění je možné ilustrovat obrázkem 2.12, který je výstupem simulace popisující situaci, kdy se některá ze složek tvořící lineární dvojlom markantně zvýší. Byl zvolen případ, kdy je záznějová délka vlákna L_B rovna 5 cm $\Rightarrow \delta = 126,5 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

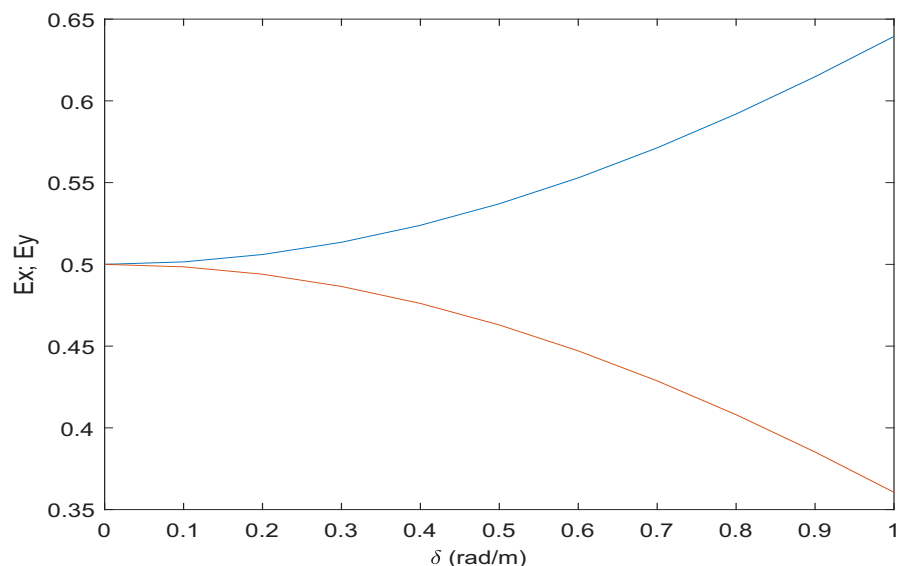


Obr. 2.12: Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení magnetického pole a lineárního dvojlomu: $\delta = 126,5 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

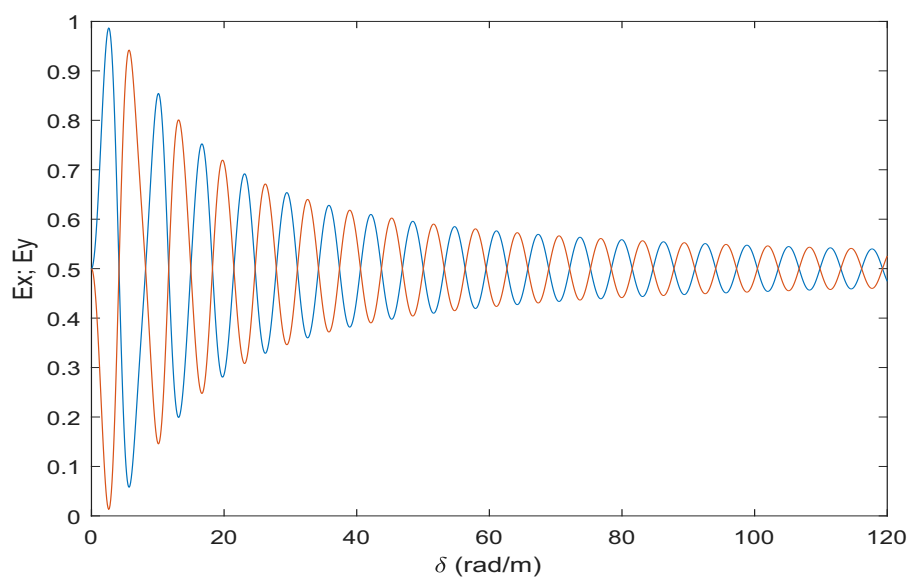
Jak je patrné z obrázku 2.12, tento senzor ztratil citlivost – poměr složek intenzity výstupního vektoru polarizace světla je navzdory měnícímu se magnetickému poli téměř neměnný.

Dále bude uveden případ, kdy je působící magnetické pole na snímací vlákno konstantní velikosti, ale velikost lineárního dvojlomu se mění dle intervalu $(0-1) \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$ s krokem $0,1 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$. Bylo zvoleno magnetické pole stáčející rovinu polarizace světelné vlny o 45° při jednom průchodu vlny snímacím vláknem. Grafický výstup uvádí obrázek 2.13 a obrázek 2.14 obsahuje totožnou situaci, avšak maximální lineární dvojlom dosahuje až $120 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

Pokud by výstupní vektor polarizace \vec{J}_4 , charakterizující eliptický polarizační stav, prošel polarizačním děličem – složky polarizace \vec{E}_x a \vec{E}_y by obsahovaly pouze reálné hodnoty. Potom by bylo možné vizualizovat vektor polarizace podobně, jako v případech obrázků 2.8 a 2.9. Grafický výstup znázorňuje obrázek 2.15, kdy působí lineární dvojlom velikosti $1 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

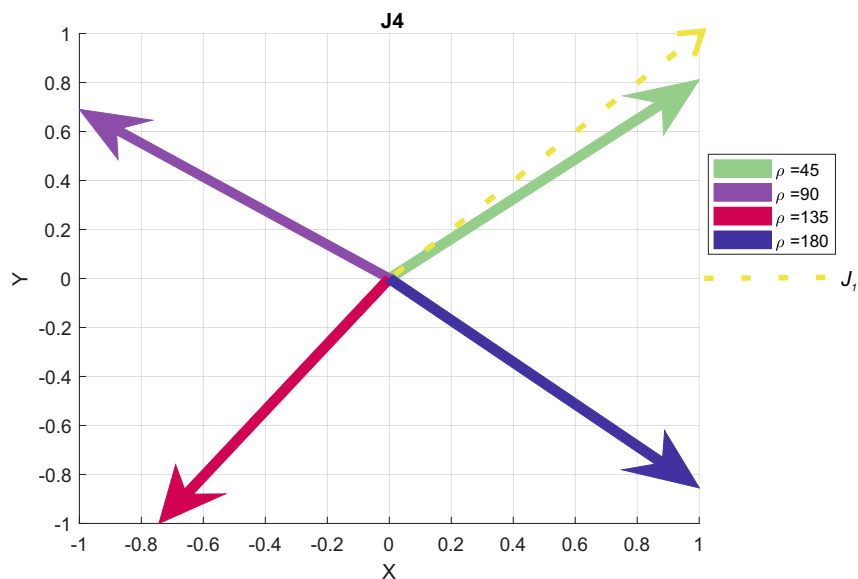


Obr. 2.13: Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení konstantního magnetického pole a měnícího se lineárního dvojlomu: $\delta = (0 - 1) \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.



Obr. 2.14: Složky intenzity vektoru polarizace světla v závislosti na působení konstantního magnetického pole a měnícího se lineárního dvojlomu: $\delta = (0 - 120) \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

Při srovnání obrázků 2.15 a 2.8 je patrný fázový posuv způsobený lineárním dvojlomem.



Obr. 2.15: Vektory polarizace \vec{J}_4 ; $\delta = 1 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

Uvedené grafické výstupy potvrzují, že ortogonální kompenzace lineárního dvojlomu není dokonalá, působí-li lineární a kruhový dvojlom zároveň. Výstupní Jonesův vektor polarizace světelné vlny nese závislost na lineárním dvojlomu. V případě integrálních senzorů je nutné, aby byla vláknová topologie tvořena vláknem s nízkým vlastním dvojlomem a aby byla zabezpečena dostatečně velká integrální smyčka, která zamezí velkému lineárnímu dvojlomu indukovaného ohybem vlákna.

Další možností je aplikace postranního tlaku ve směru kolmém na rovinu ohybu vlákna, za účelem indukce kontrolované anizotropie do vlákna. Jak již bylo uvedeno výše, je tak podle [17] možné dosáhnout kompenzace lineárního dvojlomu indukovaného ohybem.

2.4 Analýza z pohledu dvojlomů – systém s HWP

Uvedená analýza se odvolává na obrázek 2.4, který se liší od předešlého postupu tvarem vektorů \vec{J}_3 a \vec{J}_4 . Je možné tak přímo psát vektor \vec{J}_2 , vstupující do konjugací části:

$$\vec{J}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha + j\beta - \gamma \\ \alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}. \quad (2.57)$$

V systému s HWP dále proběhne konjugace vidů, které z obou směrů konjugací smyčky tvoří výstupní vektor polarizace \vec{J}_3 . Níže uvedený součin $\text{HWP}_2 \cdot \text{HWP}_1$ reprezentuje zkrácenou verzi zápisu Jonesovy notace pro soustavu HWP, viz. (2.22).

– Směr z_1 :

$$\vec{J}_{3z_1} = P_{21} \cdot \text{HWP}_2 \cdot \text{HWP}_1 \cdot P_{13} \cdot \vec{J}_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \vec{J}_2 \quad (2.58)$$

$$\vec{J}_{3z_1} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}. \quad (2.59)$$

– Směr z_2 :

$$\vec{J}_{3z_2} = P_{21} \cdot \text{HWP}_1 \cdot \text{HWP}_2 \cdot P_{13} \cdot \vec{J}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \vec{J}_2 \quad (2.60)$$

$$\vec{J}_{3z_2} = \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.61)$$

$$\vec{J}_3 = \vec{J}_{3z_1} + \vec{J}_{3z_2} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}. \quad (2.62)$$

Pro vlnu postupující zpětným směrem je převzata konvence [7]: $\mathbf{x} \rightarrow -\mathbf{x}$ a $\mathbf{z} \rightarrow -\mathbf{z}$. Potom:

$$\vec{J}_3 = \begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} -\alpha + j\beta - \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}. \quad (2.63)$$

Ověření, že vektory \vec{J}_2 a \vec{J}_3 nejsou ortogonální:

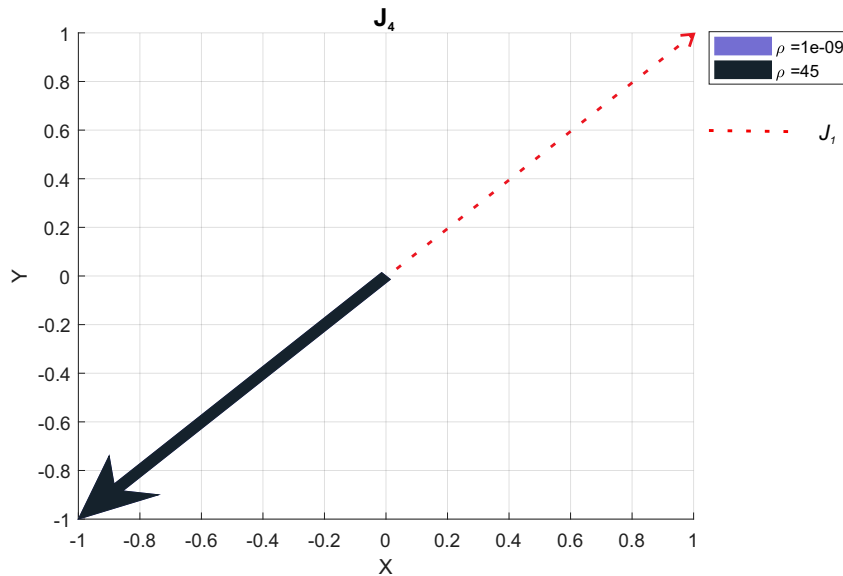
$$\begin{bmatrix} \alpha - j\beta + \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}_{\vec{J}_2} \cdot \begin{bmatrix} -\alpha + j\beta - \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix}_{\vec{J}_3} \neq 0. \quad (2.64)$$

Po zpětném průchodu vlny optickým vláknem bude na výstupu vlna popsána vektorem \vec{J}_4 :

$$\vec{J}_4 = \vec{M}_{OV} \cdot \vec{J}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} \alpha + j\beta & -\gamma \\ \gamma & \alpha - j\beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} -\alpha + j\beta - \gamma \\ -\alpha - j\beta + \gamma \end{bmatrix} \quad (2.65)$$

$$\vec{J}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} -\alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2 \\ -\alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} -1 \\ -1 \end{bmatrix} \quad (2.66)$$

V tomto bodě je zřejmé, že SOP vektoru \vec{J}_4 je orientován o 180° vůči polarizaci vstupní (\vec{J}_1) a nenese žádnou závislost na lineárním, ani indukovaném kruhovém dvojlomu. Obrázek 2.16 uvádí příklad výstupu simulace, kdy působil lineární dvojlom $\delta = 120 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$ a magnetické pole stáčející rovinu polarizace o 0° a 45° , pro jeden průchod optické vlny snímacím vláknem.



Obr. 2.16: Vektory polarizace \vec{J}_4 systému s HWP.

Z obrázku 2.16 plyne závěr, že nezáleží na velikosti působícího magnetického pole na snímací vlákno, vektory \vec{J}_4 se překrývají. Totožný výstup by nastal, pokud by působil lineární dvojlom o velikosti například $\delta = 0,5 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$. Čistě vertikální anebo horizontální polarizační stavy otáčí systém s HWP o $|\pm 90^\circ|$ rovněž bez ohledu na velikost působících dvojlomů.

2.4.1 Vyhodnocení analýzy z pohledu dvojlomů – HWP

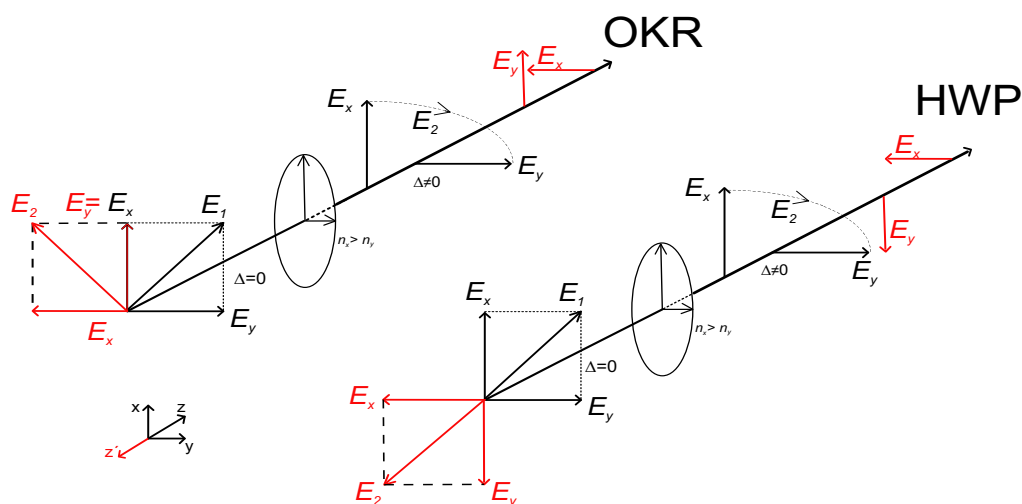
Stěžejním prvkem konjugací části systému s HWP je soustava dvou HWP, které mají oproti OKR výhodu především ve spektrální operační oblasti (např. 400 nm až

800 nm), přičemž OKR je často vyrobeno na zakázku, pro konkrétní operační vlnovou délku. Jak již bylo uvedeno, kompaktní rozměry OKR existují pro telekomunikační vlnové délky, tj. 1310 nm a 1550 nm, kdy s klesající vlnovou délkou rostou rozměry komponentu. To určuje i potřeba silnějšího magnetického pole, což implikuje rozměrnější magnetické obvody OKR. Verdetova konstanta je pro kratší vlnové délky dána použitím paramagnetických, resp. diamagnetických rotátorů. Tyto rotátory vykazují oproti feromagnetickým rotátorům, které se používají v kompaktních OKR, nižší hodnoty [20]. Použití HWP eliminuje dále teplotní závislost OKR a citlivost na vnější magnetické pole, potenciálně působící na kompenzační prvek senzoru.

V případě použití PMF vlákna je možné provedení konjugační smyčky bez použití HWP, avšak je nutné pootočení jednoho z konektorů PMF vlákna o 90° . Pokud by však byla smyčka realizována prostřednictvím standardního jednovidového vlákna s nízkým vlastním dvojlomem, bylo by potřebné začlenit HWP do systému konjugační smyčky a zajistit minimální ohyb vlákna tvořícího smyčku, za účelem eliminování lineárního dvojlomu indukovaného ohybem vlákna.

Hlavní závěr z výše uvedené analýzy spočívá v tom, že systém s HWP není vhodný jako kompenzační prvek lineárního dvojlomu integrálních optovláknových senzorů proudu kvůli kompenzaci indukovaného kruhového dvojlomu. Nicméně, aplikaci analyzovaného systému bude možno využít například v optovláknové interferometrii, konkrétně v senzorických aplikacích, které pro svou správnou funkci eliminují lineární a v případě výskytu i kruhový dvojlom. Danou využitelnost systému s HWP stručně popisuje následující podkapitola dizertační práce.

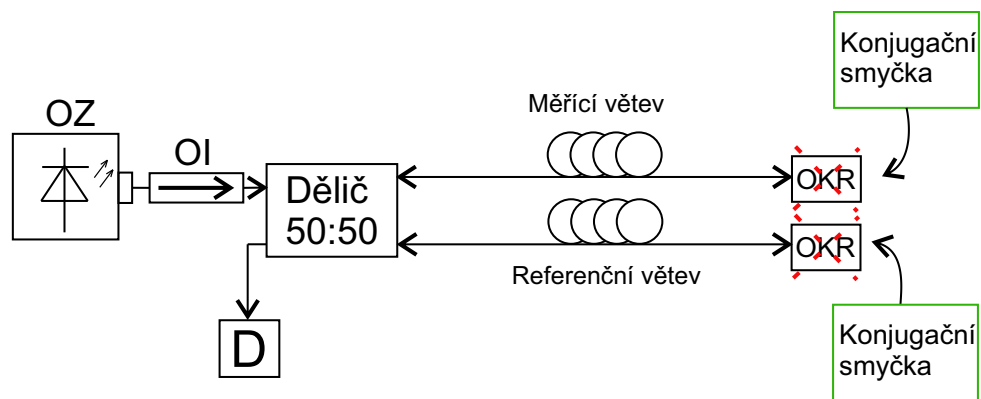
Obrázek 2.17 souhrnně uvádí evoluci polarizačních stavů v systémech s OKR a HWP.



Obr. 2.17: Evoluce polarizačních stavů systémů s OKR a HWP.

2.4.2 Konjugační smyčka v optovláknové interferometrii

V oblasti interferometrických senzorů existuje několik známých konfigurací, typicky Mach-Zehnderův, Michelsonův, Sagnacův a Fabry-Perotův interferometr [26]. Jako zástupce interferometrických senzorů byl pro názornost zvolen balancovaný Michelsonův interferometr, který byl modifikován v kompenzační části měřicí a referenční větve – viz. obrázek 2.18. Balancovaný interferometr je charakterizován totožnou délkou obou větví. Rozdíl délek referenční a měřicí větve má zásadní vliv na detekční schopnost interferometru. Citlivost optovláknového interferometru se při měření změny fáze pohybuje v řádech až 10^{-6} rad [27].



Obr. 2.18: Balancovaný Michelsonův interferometr.

OZ značí použitý optický zdroj, OI je dále označení optického izolátoru, použitého k zamezení destabilizace optického zdroje a D je detektor. Referenční větev je chráněna před vnějšími vlivy, přičemž měřicí větev je vystavena měřeným jevům.

OKR se používá k eliminování zkreslení polarizačního stavu, způsobeného vnějším rušením ramen interferometru. Pro tento účel byla v minulosti snaha konstruovat větve interferometru jako PMF vlákna v kombinaci s polarizačním kontrolérem a odrazným zrcadlem, přičemž se toto řešení ukázalo jako příliš finančně nákladné [28]. Použitím OKR se tak eliminovaly změny citlivosti senzoru v závislosti na změnách dvojlomu měřicího vlákna vzhledem k prostředí.

Fázový rozdíl mezi měřicí a referenční větví interferometru možno vyjádřit jako:

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{n\Delta L}{\lambda}, \quad (2.67)$$

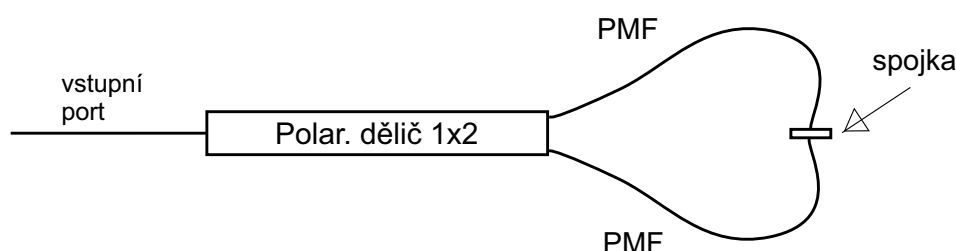
kde n je index lomu optického vlákna, ΔL představuje rozdíl délek ramen interferometru a λ je vlnová délka optické vlny [29].

Tedy například po aplikaci tlaku na měřící vlákno se změní optická dráha dané větve interferometru a vzniká tak fázový rozdíl mezi větvemi.

Použití konjugální smyčky v této aplikaci plní totožnou funkci jako OKR s výhodou kompenzace případného indukovaného kruhového dvojlomu.

Návrh praktické realizace v budoucích aplikacích

V rámci praktického nasazení konjugální smyčky v optovláknových interferometrických senzorech by bylo žádoucí tzv. in-line provedení interferometru. Konjugální smyčku lze tvořit polarizačním vláknovým děličem 1x2, tedy s jedním vstupním portem a dvěma výstupními porty, přičemž optické vlákno vstupního portu je standardní jednoovidové vlákno s nízkým dvojlomem a výstupní porty představují PMF vlákna spojená do smyčky (viz. obrázek 2.19). Vhodné propojení PMF vláken je důležité z hlediska zajištění ortogonální konjugace vidů, proto je potřebné před propojením vláken spojkou potočit konektor jednoho z nich o 90° .



Obr. 2.19: In-line podoba konjugální smyčky.

Další výzkum by se mohl zaměřit na možnosti využití konjugální smyčky v rámci referenční větve Michelsonova interferometru, kdy by jeho měřící větev byla zakončena OKR. Tento interferometr by byl testován jako senzor elektrického proudu, přičemž by obě jeho větve byly vedeny souhlasně a tvořily by integrační smyčku. Referenční větev by tak byla odolná vůči indukovanému kruhovému dvojlomu i vůči lineárnímu dvojlomu.

Efektivita tohoto řešení oproti současným metodám, například v oblasti citlivosti senzoru, je pak otázkou závěrů z post-processingu vzniklého referenčního obrazce.

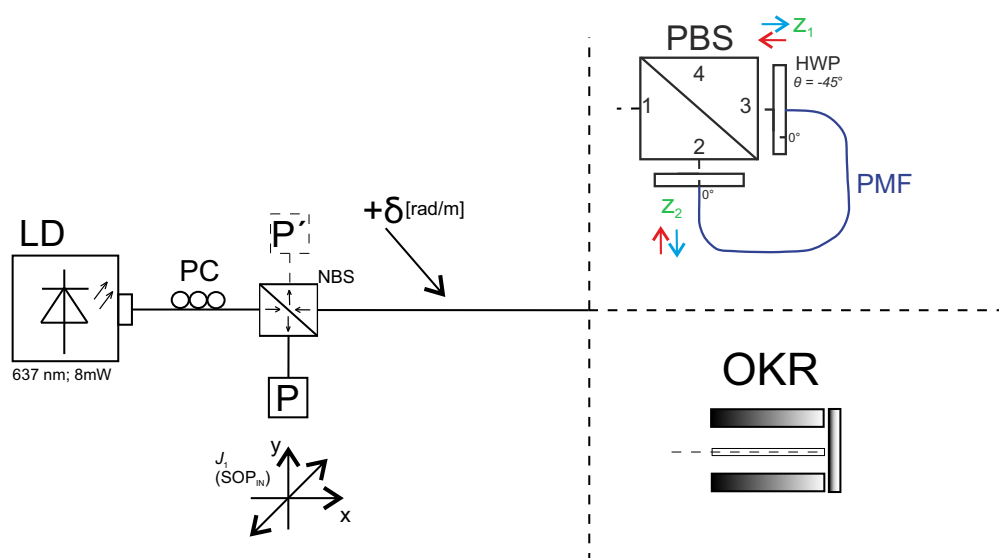
Potenciální oblasti nasazení konjugální smyčky spadá například do oblasti průmyslu s výskytem silných magnetických polí. Další oblast může být experimentální

výzkum zaměřený na interferometrické snímání mechanických veličin (tah, tlak), nebo teplotních variací v okolí měřicí větve interferometru, vždy při výskytu silných magnetických polí. Popsané prostředí nabízí například výzkum fyziky elementárních částic (urychlovače částic) nebo výzkum termojaderné fúze (měření fyzikálních veličin na výbojových komorách fúzních reaktorů).

2.5 Experimentální ověření

V této kapitole je pozornost zaměřena na praktické ověření funkce konjugačního systému s HWP ve srovnání se systémem využívajícím OKR.

Obrázek 2.20 ilustruje experimentální topologii, která se pro oba případy liší pouze v posledním úseku.



Obr. 2.20: Měřicí topologie pro ověření funkce systému s HWP a OKR.

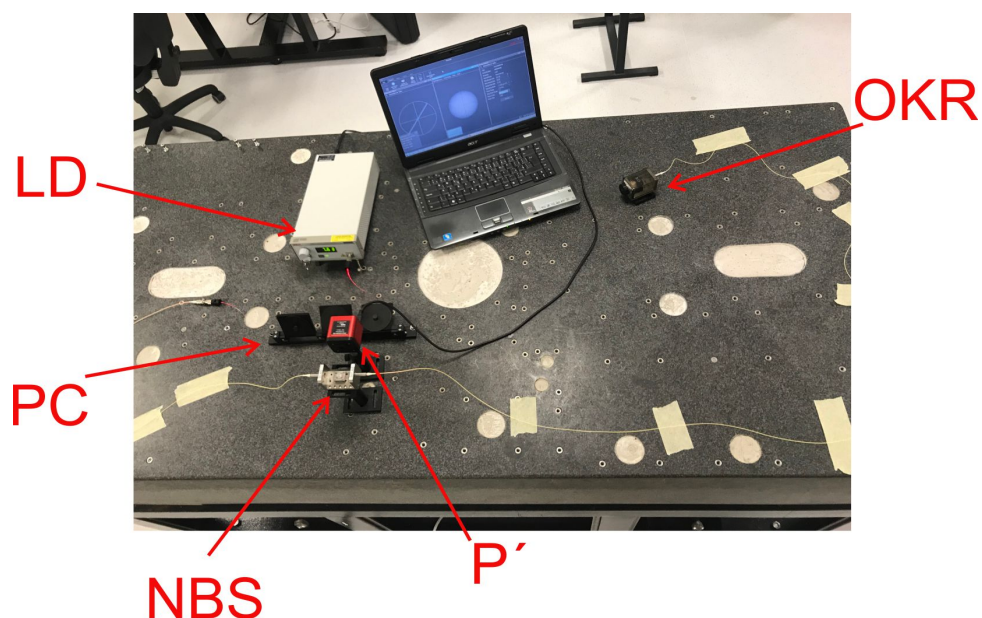
LD je stolní Fabry-Perot zdroj (S1FC637) s laserovou diodou 637 nm, 8 mW; PC je polarizační kontrolér určený k nastavování a vyladění vstupní polarizace. P značí umístění polarimetru (PAX1000IR1\M) 600-1080 nm.

Na obrázku 2.21 je uvedeno reálné měřicí pracoviště s OKR a obrázek 2.22 uvádí variantu s konjugační smyčkou.

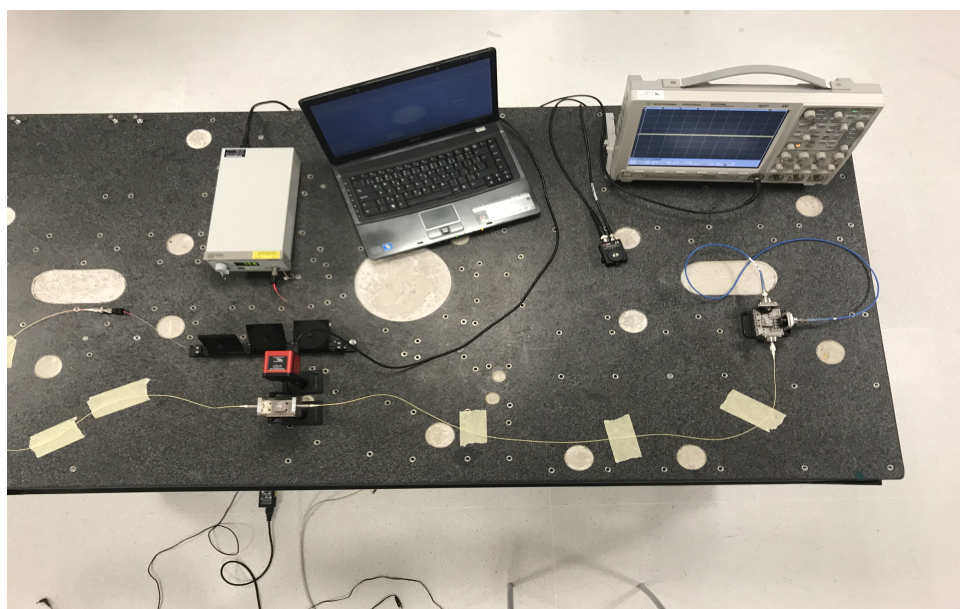
Konjugační systém s HWP (obr. 2.23) je tvořen třemi kolimátory (PAF-X-11-PC-B) – rozhraní vlákno/vzduch (obr. 2.24), dále dvěma HWP, polarizačním děličem PBS a PMF vláknem.

Měření systému s OKR se vyznačovalo rychlostí a nižší náročností, naopak u systému s HWP bylo zapotřebí jemné a precizní nastavení jednotlivých kolimátorů

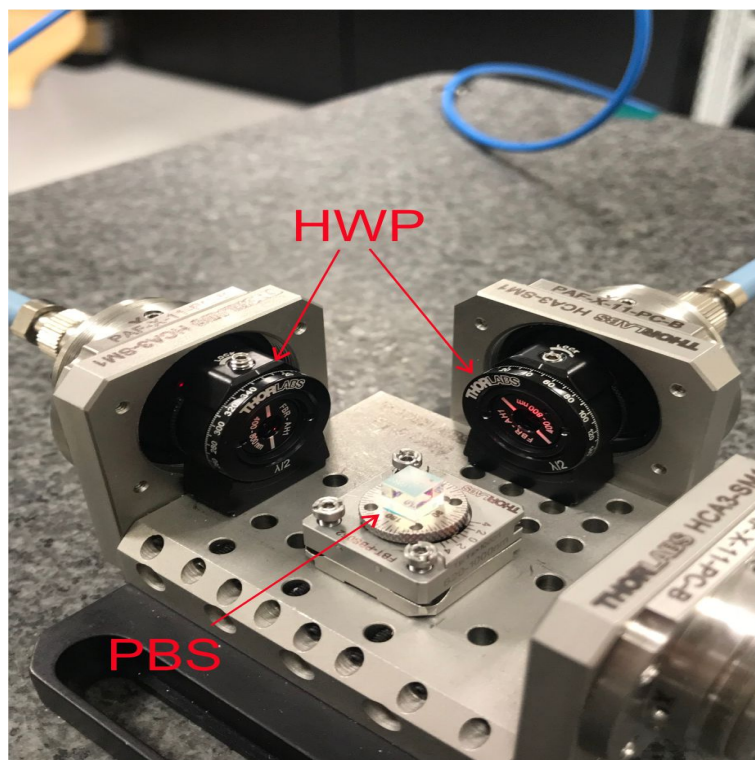
(ve směru x , y a z), aby se zajistila maximální vazba mezi nimi. Toho se docílilo pomocí osciloskopu (Agilent MSO7034B) s připojeným foto-detektorem. Polarimetr byl v obou případech po nastavení vstupní polarizace přesunut do pozice P' , což v praxi znamená změnu souřadnicového systému oproti pozici P : $x \rightarrow -x$ a $z \rightarrow -z$.



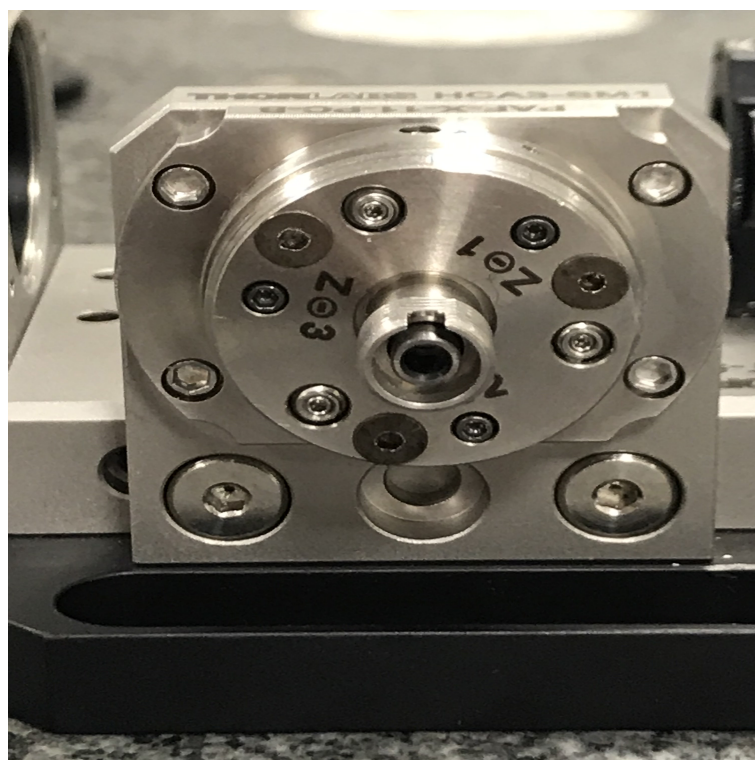
Obr. 2.21: Měření funkce kompenzačního systému s OKR.



Obr. 2.22: Měření funkce konjugačního systému s HWP.



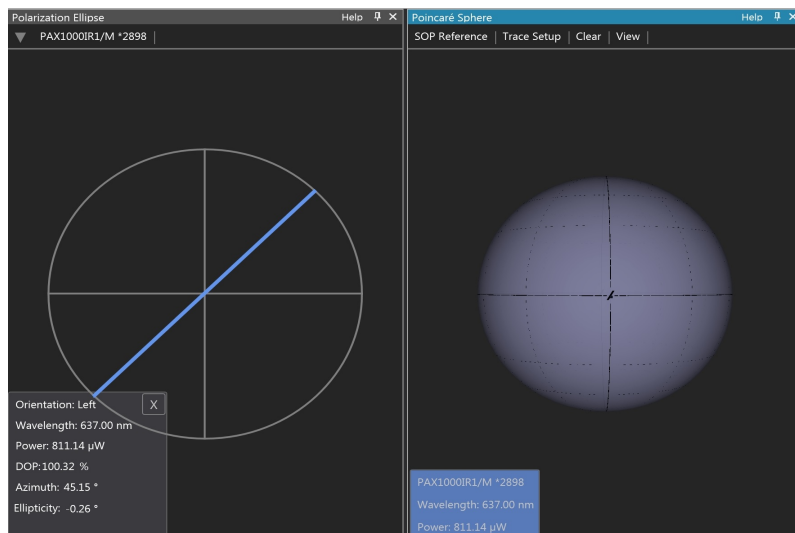
Obr. 2.23: Konjugační část s HWP.



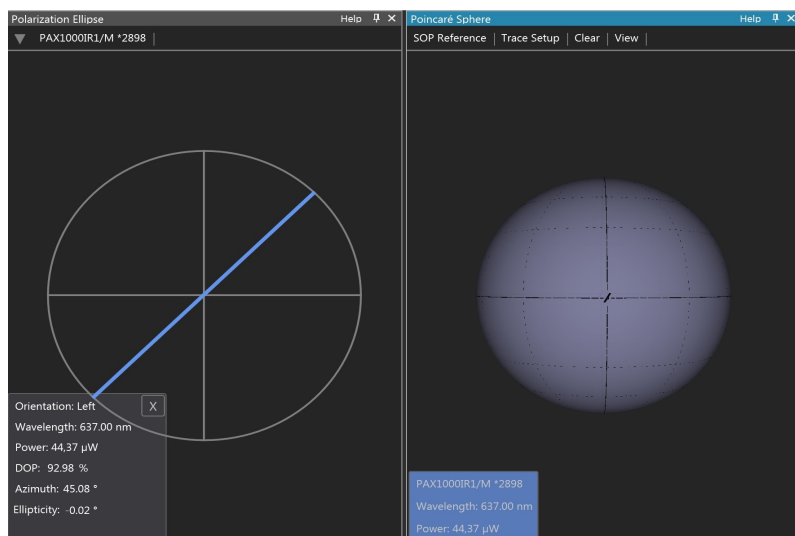
Obr. 2.24: Kolimátor.

2.5.1 Vyhodnocení experimentu

Obrázek 2.25 uvádí grafický výstup software polarimetru, konkrétně nastavení vstupní polarizace pro oba systémy, jak s OKR, tak HWP. Dále je na obrázku 2.26 vyznačena detekovaná výstupní polarizace systému s OKR.



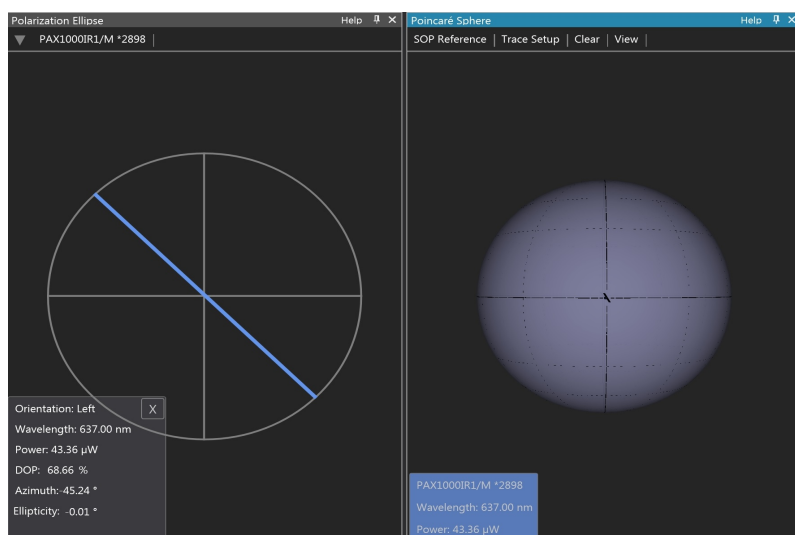
Obr. 2.25: Vstupní polarizace systému s OKR.



Obr. 2.26: Výstupní polarizace systému s OKR.

Podle předpokladů se po změně souřadnicového systému (pozice P' , viz. obrázek 2.20) jeví výstupní polarizace stejná jako vstupní, avšak reálně je výstupní SOP detekované optické vlny natočen pod úhlem 90° vůči vstupnímu.

Výstupní SOP detekovaný polarimetrem při měření systému s HWP je uveden na obrázku 2.27.



Obr. 2.27: Výstupní polarizace systému s HWP.

Měření systému s HWP potvrdilo, že SOP detekované optické vlny má totožnou orientaci a charakter jako SOP vlny dopředné. Působící lineární dvojlom δ byl vykompenzován, avšak v případě působení magnetického pole na snímací vlákno by se vykompenzoval i indukovaný kruhový dvojlom ρ , jak naznačuje vztah (2.66). Navzdory provedené konjugace vidů je nutné konstatovat, že daná konfigurace není vhodná pro senzorické aplikace elektrického proudu.

Z pozorovaných výsledků měření bylo dále zjištěno, že s klesajícím detekovaným výkonem optické vlny klesá i hodnota parametru DOP, tedy stupně polarizace optické vlny. Tento jev je nejmarkantnější, pokud hodnota detekovaného výkonu klesne pod $1\mu\text{W}$. Parametr DOP potom klesá k 20 %. Navzdory uvedenému je však použitý polarimetr schopen vyhodnotit SOP detekované optické vlny, který může být znázorněn na povrchu Poincarého koule, coby koncový bod vektoru směřujícího ze středu Poincarého koule. Vektor 100 % polarizovaného světla (DOP=100 %) opisuje hrotem povrch koule a má délku 1, naopak vektor nepolarizovaného světla (DOP=0 %) má délku 0.

3 Distribuované senzory

Distribuované magneto-optické senzory jsou v současnosti typicky používány při měření plazmových proudů v experimentálních fúzních reaktorech (např. toroidní typ TOKAMAK¹). V tomto případě dosahuje plazmový proud výboje v plazmatu hodnot jednotek až desítek MA. S tímto je spojen velmi výrazný kruhový dvojlom ve vlákně, přičemž vliv lineárního dvojlomu tak může být zanedbán. Silný kruhový dvojlom způsobuje stáčení roviny polarizace vlny ve vlákně o vícenásobek jedné periody plného úhlu (360°), což způsobuje nejednoznačnost ve vyhodnocení snímaného polarimetrického signálu. Vystává tak otázka optimalizovaného výpočtu měřeného proudu z měřeného signálu.

V následující části této dizertační práce bude pojednáno o distribuovaných opto-vláknových senzorech, určených pro detekci plazmového proudu v termonukleárních fúzních reaktorech, které jsou prezentovány na bázi simulace. V případě kruhového průřezu výbojové komory reaktoru je prezentována modifikace stávajícího řešení, rezultující ve zpřesnění detekce plazmového proudu. Pokud se fúzní reaktor vyznačuje nekruhovým průřezem výbojové komory, je prezentován nový přístup s cílem detekovat plazmový proud z výsledného POTDR průběhu.

Text práce dále uvádí stručné pojednání o termojaderné fúzi, fúzních zařízeních s důrazem na typ tokamak.

3.1 Termojaderná fúze

Termojaderná fúze je proces, který popisuje slučování jader vodíku na helium a těžší prvky. Tímto způsobem získává Slunce energii, kdy se každou vteřinu spotřebuje 600 milionů tun vodíku z celkového množství ($2 \cdot 10^{30}$ kg). V souladu s Einsteinovou teorií relativity ($E_0 = \Delta m \cdot c^2$) se asi půl procenta hmotnosti vodíkového paliva promění na elektromagnetické záření, které uniká z povrchu. Asi jen 10^{-10} intenzity záření je na Zemi vnímáno ve formě světla a tepla [30].

Důvodů pro uvažování o termojaderné fúzi je hned několik. V současnosti se neustále zvyšují energetické nároky lidstva navzdory úsporným opatřením. Odhaduje se, že zásoby uhlí vystačí na 200 až 250 let, zásoby ropy na 45 let a zemního plynu na 60 let. Spotřeba fosilních paliv se nestíhá pokrýt novými ložisky. Odhadované zásoby uranu ^{235}U jako paliva pro štěpné jaderné reaktory vystačí bez recyklace na 90 let, s recyklací pomocí moderních technologií na stovky let. Obnovitelné zdroje energie dokáží pokrýt asi 20 % světové potřeby. Ekologická stránka získávání energie známými způsoby představuje palčivý problém, ať už se jedná o produkci oxidů

¹Rusky: „**TO**roidalnaja **KA**mera i **MA**gnitnyje **K**atuski“; dále uvedeno jako „tokamak“.

dusíku, síry, oxidu uhličitého do ovzduší, nebo o skladování radioaktivního odpadu. V případě obnovitelných zdrojů energie je zase výroba solárních panelů velmi energeticky náročná, dále velká hlučnost větrných elektráren, zaplavení velkých ploch vodních elektráren, nebo vyvěrání těžkých kovů na povrch u elektráren geotermálních [30].

3.1.1 Fúze s magnetickým udržením

K udržení plazmatu ve vakuové komoře reaktoru se používá silné magnetické pole, které izoluje plazma od atmosféry. Částice plazmatu (elektricky nabití ionty a elektrony) a jejich energie jsou dobře izolovány od stěn spalovací komory, zachovávají si tak svou vysokou teplotu. V praxi však dochází vlivem srážek částic k jejich postupnému úniku z plazmatu, což v konečném důsledku znamená ztráty. K formování magnetické klece často přispívají také proudy generované v plazmatu [31].

Zařízení tokamak je možné přirovnat k transformátoru, kde je jeho primární vinutí tvořeno vnější cívkou a sekundární vinutí je plazma. Změna proudu v primárním vinutí indukuje proud v plazmatu. Ten vytváří magnetické pole pomáhající udržovat plazma, dále plazma ohřívá v důsledku jeho elektrického odporu. Transformátor však nemůže vytvářet proud po neomezenou dobu, proto je plazma časově omezeno. Nepřetržitě činnosti tokamaku se tak musí dosáhnout jiným způsobem. Ohmický ohřev dokáže ohřát plazma na teplotu několika milionů stupňů, což je však jen desetina požadované teploty, aby fúzní reakce probíhaly požadovanou rychlostí. Proto se používá také vysokofrekvenční ohřev, kdy elektromagnetické vlny o vysokém výkonu a různých frekvencích předávají plazmatu energii rezonančním pohlcením [31].

Typ fúzního zařízení zvaný stelarátor používá stejný princip magnetického udržení, ale stačí mu pouze vnější cívky, jejichž složitý tvar je daný za nezávislost na transformátorovém efektu. Principiálně tak mohou stelarátory, na rozdíl od tokamaků, fungovat nepřetržitě. Největší nové zařízení, které se v současnosti staví, je stelarátor W7-X v německém Greifswaldu. Další magnetické konfigurace, blízké výše popsaným, jsou kompaktní (nebo kulový) tokamak a pinč s obráceným polem (reversed field pinch) [31].

Tabulka 3.1 uvádí některé parametry známých tokamaků.

První plazma je v reaktoru ITER plánováno na rok 2026, přičemž v roce 2034 se tento experimentální reaktor podle současných předpokladů odstaví. Následovat bude demonstrační reaktor DEMO, který bude skutečně produkovat elektrickou energii. V případě příznivých okolností bude následovat stavba průmyslových elektráren s termojaderným pohonem [30].

V České republice je provozován menší tokamak Compass D, který je umístěn

Tab. 3.1: Některé parametry tokamaků [32, 30].

TOKAMAK	Tore Supra	JET	ITER	DEMO
Poloměr prstence (m)	2,4	2,7	6,2	
Objem plazmatu (m ³)	25	155	837	1000-3500
Proud v plazmatu (MA)	1,7	5–7	17 ?	
Magnetické pole (T)	4,5	3,4	5,3	
Doba výboje (s)	380	10	> 300	kontinuálně ?
Nukleární výkon (MW)	0,001	16	500	2000-4000

v Ústavu fyziky plazmatu Akademie věd České republiky. Poloměr plazmového prstence činí 0,56 m. Z hlediska lineárních rozměrů je Compass D desetkrát menší než ITER, avšak plazmová komora má u obou stejný tvar písmene D. Toho lze s výhodou využít u zkoumání některých fyzikálních jevů. Magnetické pole reaktoru Compass D může dosáhnout hodnoty až 2,1 T. Pro výukové účely slouží také tokamak Golem, dříve znám jako CASTOR, umístěn na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT v Praze. Toto zařízení dosahuje maximální pole 1,5 T a jeho průměr je 40 cm [32].

3.2 Dosavadní vývoj

V zařízeních typu tokamak je velice důležité mít přesnou znalost velikosti plazmového proudu z hlediska zajištění stability a bezpečnosti zařízení a probíhajících procesů. V současnosti se měření plazmového proudu provádí za pomoci induktivních senzorů, mezi které patří například Rogowskiho cívky [33]. Použití induktivních senzorů v budoucích termonukleárních fúzních instalacích, jako je ITER a později DEMO, je však sporné. Možnosti zlepšení činnosti integrátorů pro operace ve stacionárních podmínkách naráží na určitá omezení [34].

Další problém způsobuje přítomnost silné radiace v kombinaci s ustáleným stavem operace reaktoru. Užitečný signál může být fatálně ovlivněn integrací šumu ve spojitosti s vodivostí, elektromotorickou silou nebo elektrickou degradací, indukovaných radiačním zářením [35, 36]. V důsledku toho by měla být k existujícím přístupům doplněna doplňková technologie, která by zvýšila účinnost diagnostiky.

Atraktivní příležitost spočívá v použití optovláknových senzorů elektrického proudu (FOCS), jejichž funkčnost je založena na monitorování polarizačních stavů (SOP) na výstupu optovláknové smyčky kolem vodiče elektrického proudu [37, 38]. Popisu funkce integrálních senzorů se tato práce věnuje v první části. Operace integrace není v tomto případě nutná, protože rotace polarizačního stavu je přímo

úměrná snímanému proudu, nikoliv derivaci proudu podle času jako v případě induktivních senzorů [39].

Další přístup spočívá ve využití systému laserové polarimetrie, který je založený na Faradayově efektu a používá se v tokamaku EAST pro získání údajů o profilu prostorové hustoty plazmatu. Pro snížení degradace přesnosti měření v důsledku nesouososti, rušení z více odrazů a rozptýleného světla z jiných zdrojů jsou nutná zvláštní opatření [40, 41].

Senzory FOCS jsou oproštěny od uvedených problémů, avšak jejich nasazení na budoucí fúzní zařízení, jako ITER nebo DEMO, předznamenává též nemalé výzvy. Jedná se například o velikost plazmového proudu, který bude dostatečný pro vygenerování magnetického pole, stácející polarizační stav vlny o více jak 2π rad. Výsledkem je nejistota měření globálního úhlu rotace SOP [16, 42]. Navíc v případě použití konvenčních FOCS vnáší předřadné vlákno, umístěné mezi detektor a snímací vlákno, dodatečnou nejistotu měření [16].

Literatura [43] uvádí využití techniky POFDR v kombinaci s distribuovaným optovláknovým senzorem za účelem měření stejnosměrných proudů do 2,5 kA.

Autoři v [21] představují metodu měření založenou na systému POTDR. Jedná se o distribuovaný senzor využívající optické vlákno s nízkým lineárním dvojlomem, který byl experimentálně testován na reaktoru Tore Supra pro proudový rozsah 0,6–1,5 MA, s maximální relativní chybou detekce plazmového proudu 13,5 %. Uvedená práce však uvádí skutečnost, že rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna je konstantní. Nicméně, pro reaktory divertorového typu (např. WEST, nebo ITER) platí, že se intenzita magnetického pole podél snímacího vlákna mění. V konečném důsledku není možné aplikovat přístup uvedený v literatuře [21].

3.3 Cíle dizertační práce

Cílem druhého tématického bloku dizertační práce bude stručně uvést metodu detekce plazmového proudu pro reaktory kruhového průřezu, konkrétně Tore Supra, která poskytuje náhled možnosti zlepšení přesnosti detekce plazmového proudu. Nově bude zkoumána možnost extrakce hodnoty plazmového proudu z POTDR náměru prostřednictvím celé POTDR křivky, nejen koncového bodu, jak tomu bylo v relevantní literatuře doposud.

Hlavním cílem této části práce bude uvedení řešení využívající POTDR přístup pro konfiguraci, která vykazuje neuniformní rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna (reaktory divertorového typu). Jako vzorový tvar průřezu vakuové komory bude zvolen D-průřez, coby aproximace případu pro ITER. Uvedené simulace mají za úlohu demonstrovat možnost rekonstrukce plazmového proudu z výsledného

POTDR náměru, s přesností detekce plazmového proudu požadovanou pro reaktor ITER.

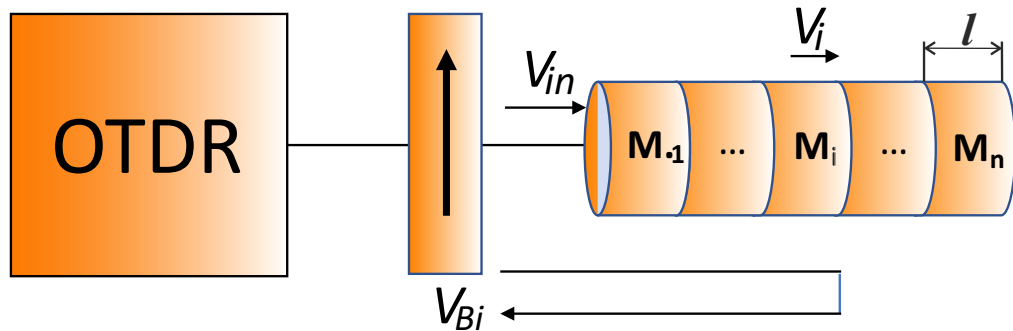
Simulace se zaměří na vliv šumového pozadí OTDR měření na přesnost detekce plazmového proudu. Tento přístup, který představuje kvantitativní stanovení měření plazmového proudu jako funkce šumu detektoru OTDR, bude podle aktuálních a relevantních zdrojů uveden vůbec poprvé.

3.4 Modelování distribuovaného senzoru

Tato kapitola se zabývá modelováním optického vlákna coby distribuovaného optovláknového senzoru, které je společné jak pro reaktory kruhového průřezu vakuové komory, tak pro reaktory D-průřezu.

Prvním předpokladem je, že je FOCS, pozůstávající z předřadné, snímací a zakončovací sekce, reprezentován jednovidovým vláknem s nízkým dvojlomem. Toto vlákno se vyznačuje vysokou hodnotou tzv. záznějové délky L_B (zvoleno $L_B = 400$ m), za účelem minimalizace nežádoucího vlivu vlastního lineárního dvojlomu optického vlákna. Zvolená hodnota L_B koresponduje se specifikacemi komerčně dostupných nízko-dvojlomných optických vláken.

Optické vlákno je modelováno jako zřetězení elementárních délek l , kde je možno uvažovat vlastní lineární dvojlom a indukovaný kruhový dvojlom magnetickým polem, za konstantní. Situace je znázorněna na obrázku 3.1. Každá elementární sekce i je reprezentována Jonesovou maticí \vec{M}_i , která definuje vztah mezi vstupním \vec{V}_{in} a výstupním \vec{V}_{Bi} Jonesovým vektorem následovně [44]:



Obr. 3.1: Modelování distribuovaného optovláknového senzoru [45].

$$\vec{M}_i = \begin{pmatrix} \alpha_i + j\beta_i \cos(2q_i) & -\gamma_i + j\beta_i \sin(2q_i) \\ \gamma_i + j\beta_i \sin(2q_i) & \alpha_i - j\beta_i \cos(2q_i) \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

kde

$$\begin{aligned}\alpha_i &= \cos(\Delta_i l) & \beta_i &= \frac{\delta_i \sin(\Delta_i l)}{2 \Delta_i} \\ \gamma_i &= \rho_i \frac{\sin(\Delta_i l)}{\Delta_i} & \Delta_i &= \sqrt{\rho_i^2 + \frac{\delta_i^2}{4}}\end{aligned}$$

Význam jednotlivých parametrů je totožný jako v (2.38).

Předpokládá se, že optické vlákno není zkroucené a nevykazuje přítomnost recipročního kruhového dvojlomu, indukovaného torzním působením na vlákno. ρ_i proto vzniká pouze působením Faradayova jevu a závisí na složce magnetického pole B_i , která je rovnoběžná s osou šíření světelné vlny elementární sekci i . Situace je popsána vztahem $\rho_i = V B_i$, kdy V představuje Verdetovu konstantu [16].

3.5 Modelování dopředného a zpětného šíření optické vlny

Za účelem modelování dopředného a zpětného šíření optické vlny byly hranice mezi jednotlivými elementárními sekcemi, kde se uplatňuje Rayleighův rozptyl, modelovány jako odrazné plochy reprezentované Jonesovou maticí pro zrcadlo, \vec{M}_m . Při uvažování stejného souřadnicového systému pro oba směry šíření je možno považovat matici \vec{M}_m za jednotkovou [46]. V takovém případě jsou parametry lineárního dvojlomu, δ_i a q_i , identické pro oba směry šíření. To platí také pro indukovaný kruhový dvojlom ρ_i , kvůli nerekipročnímu charakteru Faradayova jevu [47]. Z výše uvedeného a za předpokladu, že v optickém vlákne není přítomen zkrut, ani vazba polarizačních vidů, plyne závěr, že Jonesove matice pro dopředný a zpětný směr šíření jsou totožné.

Pro polarizační stav SOP zpětně odraženého záření, které ještě neprochází polarizátorem, tak platí vztah:

$$\vec{V}_{B_j} = \left(\prod_{i=j}^1 \vec{M}_i \right) \vec{M}_m \left(\prod_{i=1}^j \vec{M}_i \right) \vec{V}_{\text{in}}, \quad (3.2)$$

kde \vec{V}_{B_j} je Jonesův vektor popisující záření vstupující do polarizátoru po jeho zpětném odrazu od rozptylového bodu, tedy od konce každé elementární sekce optického vlákna. Úhel natočení lineárního polarizátoru může být například 0° , v Jonesově notaci $\vec{V}_{\text{in}} = (1 \ 0)^T$.

Konečně, Jonesův vektor popisující zpětně odražené záření vstupující do OTDR detektoru po průchodu polarizátorem, udává vztah:

$$\vec{V}_{P_j} = \vec{M}_P \vec{V}_{B_j}, \quad (3.3)$$

kde \vec{M}_P je Jonesova matice pro lineární polarizátor:

$$\vec{M}_P = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

OTDR signál je úměrný normalizovanému výkonu zpětně odraženého záření P_{B_j} , který je roven $|\vec{V}_{P_j}|^2$. Výpočtem P_{B_j} pro každou elementární sekci j je možné získat normalizovanou POTDR trasu $P_B(z)$, pro daný plazmový proud I_P a konkrétní tvar vakuové komory reaktoru, přičemž tyto aspekty ovlivňují tvar POTDR křivky. Nejvíce se zde uplatňuje indukovaný kruhový dvojlom ρ_i , který je s plazmovým proudem I_P svázán vztahem:

$$\rho_i = \frac{V\mu_0 I_P}{2\pi |r|} \cos(\phi_i), \quad (3.5)$$

kde μ_0 je permeabilita vakua, $|r|$ je obecně velikost poloměru vakuové komory reaktoru a ϕ_i je úhel, který svírá vektor intenzity magnetického pole s vektorem tečny na poloměr vakuové komory reaktoru, v každém rozptylovém bodě optického vlákna.

3.6 Šumové pozadí OTDR měření

Předchozí analýza nebere v úvahu přítomnost úrovně šumového pozadí, které je typické pro OTDR měření. V případě OTDR křivky je odstup signál–šum (N) obvykle definován jako rozdíl mezi maximální úrovní zpětně odraženého výkonu záření a šumovým pozadím n , které je v lineárním měřítku vyjádřeno jako:

$$n = \frac{\max(P_B(z))}{10^{\frac{N}{5}} - 1}, \quad (3.6)$$

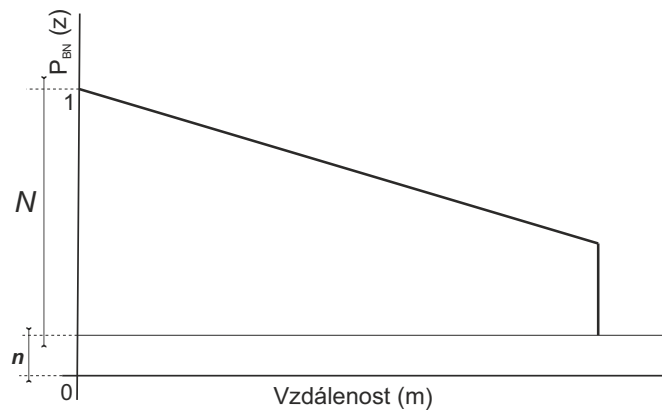
kde faktor 5 vyplývá ze skutečnosti, že OTDR detektor zobrazuje 5–krát logaritmus zpětně rozptýleného výkonu.

Zjednodušené grafické znázornění důležitých parametrů popsaných v této kapitole uvádí obrázek 3.2.

Typická hodnota N pro POTDR je 6 dB.

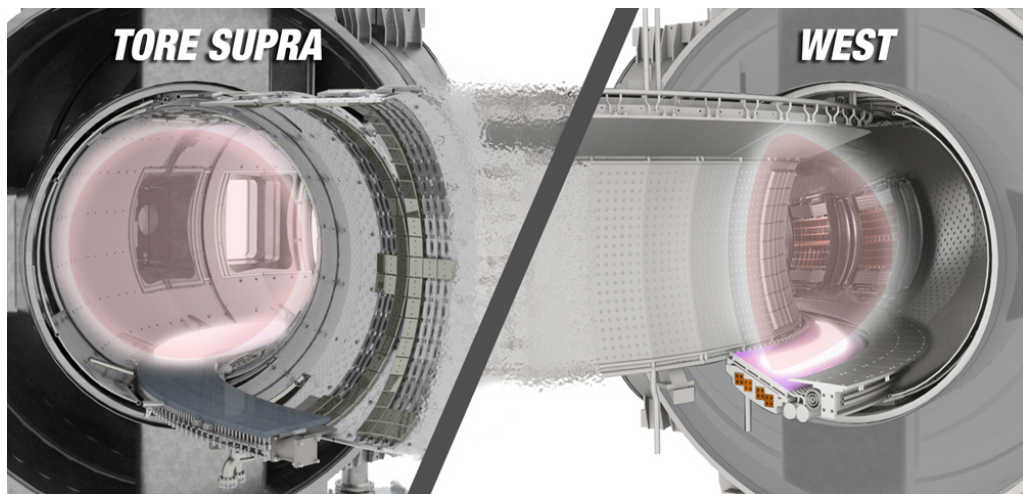
3.7 Reaktory s rovnoměrným rozložením magnetického pole podél snímacího vlákna

Zástupce této kategorie tokamaků byl do roku 2016 reaktor Tore Supra, který je situován v CEA Cadarache, Francie. Tento fúzní reaktor se vyznačoval kruhovým průřezem výbojové vakuové komory a do roku 2003 držel prvenství v nejdelší době



Obr. 3.2: Zjednodušený schematický nákres parametrů n a N v POTDR náměru.

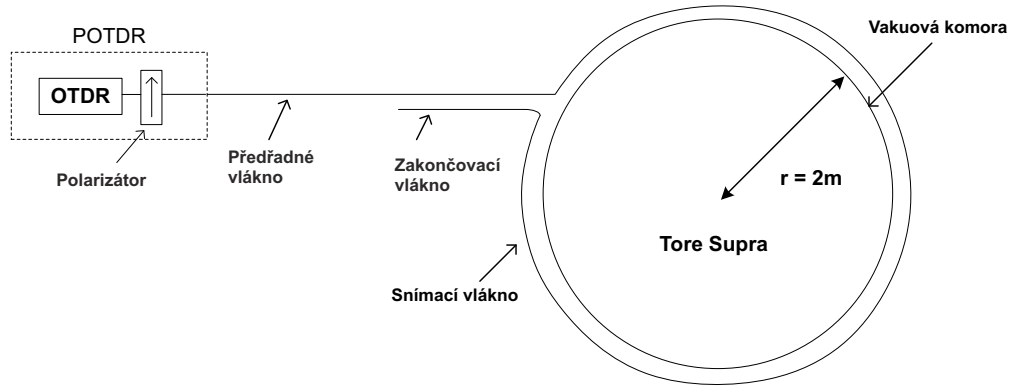
trvání plazmového výboje vygenerovaného zařízením typu tokamak, a to 6,5 minuty. V roce 2016 byla zahájena přestavba reaktoru spočívající v instalaci divertoru z wolframu, kdy byl tokamak Tore Supra přejmenován na WEST. Toto vylepšení mění kruhový průřez vakuové komory reaktoru na tzv. D-průřez, a má tak za úkol přiblížit svými parametry původní reaktor Tore Supra k reaktoru ITER [48]. Obrázek 3.3 ilustruje srovnání reaktorů Tore Supra a WEST z hlediska průřezu vakuové komory [49].



Obr. 3.3: Inovace reaktoru Tore Supra na WEST [49].

V dalším textu bude uvažována konfigurace reaktoru Tore Supra, tedy s kruhovým průřezem vakuové komory, splňující podmínku rovnoměrného rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna.

Obrázek 3.4 znázorňuje měřící uspořádání s využitím techniky POTDR.



Obr. 3.4: POTDR měření plazmového proudu v reaktoru Tore Supra.

OTDR emituje optické pulzy přes lineární polarizátor, který fixuje polarizační stav dopředné optické vlny. Snímací vlákno tvoří smyčku kolem výbojové vakuové komory reaktoru a je vystaveno magnetickému poli. V průběhu celé trasy je optický puls tlumený a rozptylován prostřednictvím všesměrového Rayleighova rozptylu. Na každém rozptylovém bodě se část záření rozptýlí ve zpětném směru. Výkon zpětně rozptýleného záření je následně měřen detektorem OTDR jako funkce času. Detektor OTDR zobrazí zpětně rozptýlený výkon jako funkci vzdálenosti, resp. lokace rozptylových bodů ve vzdálenosti od zdroje [45].

3.7.1 Modelování senzoru pro reaktor kruhového průřezu

V kapitole 3.4 a 3.5 byly uvedeny společné základy pro modelování optovláknového senzoru pro termionukleární fúzní reaktory kruhového nebo D-průřezu vakuové komory.

Tato část bude zaměřena na pokračování modelování senzoru pro reaktor Tore Supra, které umožní extrahování informace o velikosti plazmového proudu z POTDR naměru.

Tato konfigurace spočívá v použití předřadného vlákna délky 100 m, dále snímacího vlákna délky 12 m a zakončovacího vlákna 40 m. záznejová délka $L_B = 400$ m.

Vztah (3.3) popisuje Jonesovou notaci pro vektor \vec{V}_{P_j} zpětně rozptýleného záření, vstupujícího do OTDR detektoru. Vektor \vec{V}_{P_j} může být přepsán do tvaru $\vec{V}_p(z) = (\vec{v}_1(z) \ 0)^T$, kde:

$$v_1(z) = [a^2 + (b^*)^2] \cos(2\Delta z) + j \frac{\delta}{2\Delta} [a^2 - (b^*)^2] \cos(2q) \sin(2\Delta z) - j \frac{\delta}{\Delta} ab^* \sin(2q) \sin(2\Delta z). \quad (3.7)$$

Členy a, a^*, b, b^* tvoří tzv. obecnou jednotkovou komplexní Jonesovu matici \vec{M}_L (3.8), která popisuje zřetězení elementárních sekcí předřadného (a zakončovacího) vlákna senzoru.

$$\vec{M}_L = \begin{pmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

$v_1(z)$ je zjednodušeně $c_1 \cos(2\Delta z) + c_2 \sin(2\Delta z)$, kde c_1, c_2 jsou komplexní čísla. Jak již bylo uvedeno, OTDR měří normalizovaný výkon zpětně rozptýleného záření P_{B_j} , který koresponduje s $\left|V_{P_j}^{\rightarrow}\right|^2$, z čehož plyne tvar:

$$P_{B_j} = r_1 + r_2 \cos(4\Delta z) + r_3 \sin(4\Delta z), \quad (3.9)$$

kde r_1, r_2 a r_3 jsou reálné čísla, v tomto momentě neznámé parametry.

Skutečně významnou informaci však nese pouze parametr Δ . Jak je možné vidět ze vztahu (3.1), při nízké hodnotě lineárního dvojlomu δ_i je parametr Δ_i téměř roven indukovanému kruhovému dvojlomu ρ_i . V případě zanedbání parametru δ_i v důsledku jeho nepatrné hodnoty vůči ρ_i , je možné psát vztah pro výpočet velikosti plazmového proudu I_p :

$$I_p = \frac{2\pi |r|}{V\mu_0 \cos \phi} \rho \wedge \rho = \sqrt{\Delta^2 - \frac{\delta^2}{4}}; \frac{\delta^2}{4} \rightarrow 0 \Rightarrow I_p = \frac{2\pi |r|}{V\mu_0 \cos \phi} \Delta. \quad (3.10)$$

Jak je zřejmé z obrázku 3.4, v případě kruhového průřezu vakuové komory reaktoru je úhel ϕ_i nulový a člen $\cos(\phi_i)$ se ve vztahu (3.5), resp. (3.10) neuplatní. Velikost poloměru r je v tomto případě konstantní, což značí konstantní velikost indukovaného kruhového dvojlomu ve všech rozptylových bodech snímacího optického vlákna. Vztah (3.10) tak přechází na tvar:

$$I_p = \frac{2\pi r}{V\mu_0} \Delta. \quad (3.11)$$

3.7.2 Příspěvek autora k problematice – realizace simulace

V této kapitole je uvedena nejpodstatnější část simulace, která vedla ke zpřesnění detekce plazmového proudu z náměru POTDR.

Vztah (3.9) se v novém postupu detekce I_p ukazuje být klíčový pro analýzu celé POTDR křivky formou její aproximace. Pro tento účel je zmíněný vztah přepsán do programu MATLAB formou funkce fun:

$$\text{fun} = @(x, \text{xdata}) x(1) + x(2) \cos(4 x(3) dz \text{xdata}) + x(4) \sin(4 x(3) dz \text{xdata}), \quad (3.12)$$

kde člen $xdata$ je délka snímacího vlákna v metrech vydělena elementární délkou dz (sekce \vec{M}_i , viz. obrázek 3.1), tedy počet rozptylových bodů snímacího vlákna. $x(1)$ až $x(4)$ jsou neznámé parametry.

Podmínkou pro přesnou a rychlou aproximaci dané funkce je zadání tzv. počátečního odhadu $x0$ neznámých parametrů, jejichž hodnoty by se co nejvíce měly blížit ke skutečným hodnotám těchto parametrů. Pouze parametr $x(3)$ je však objektem zájmu, protože zastupuje parametr Δ . Zápis počátečního odhadu $x0$ tak nabývá formy:

$$x0 = [0, 0, (2\pi \text{length}(\text{pks})) / (4 \text{dz} \text{xdata}(\text{end})), 0], \quad (3.13)$$

kde člen $\text{length}(\text{pks})$ značí celočíselný odhad počtu period POTDR křivky kosinového charakteru a člen $\text{xdata}(\text{end})$ specifikuje poslední bod POTDR křivky, upřesňující její tvar, protože počet period nemusí být celočíselný.

Pro automatizovaný proces počítání period POTDR křivek byla použita funkce `findpeaks`, která detekuje lokální extrémy funkce, konkrétně lokální maxima:

$$[\text{pks}, \text{locs}] = \text{findpeaks}(\text{noisy}) \quad (3.14)$$

$$\text{length}(\text{pks}), \quad (3.15)$$

kde výstupní parametry pks a locs definují polohu lokálních maxim funkce, vstupní parametr noisy označuje funkční hodnoty zkoumané funkce obsahující šum a konečně člen $\text{length}(\text{pks})$ vrací počet lokálních maxim funkce, tedy celočíselný odhad počtu period.

Pro aproximaci zkoumané funkce se testováním jevila nejpřesnější funkce programu MATLAB s názvem `lsqcurvefit`, která požaduje už zmíněný počáteční odhad hodnot hledaných parametrů a využívá metodu nejmenších čtverců pro aproximaci nelineárních křivek. Zápis použité aproximační funkce:

$$[\text{x}, \text{resnorm}, \text{residual}, \text{exitflag}, \text{output}] = \text{lsqcurvefit}(\text{fun}, \text{x0}, \text{xdata}, \text{noisy}), \quad (3.16)$$

kde vstupní parametry byly popsány a z výstupních parametrů je v tomto případě důležitý pouze parametr x , který obsahuje hodnoty $x(1)$ až $x(4)$. V případě správné konfigurace simulace platí, že $x(3) = \Delta$.

Vztah pro výpočet plazmového proudu I_p má v případě fúzních reaktorů s kruhovým průřezem vakuové komory v rámci simulace tvar:

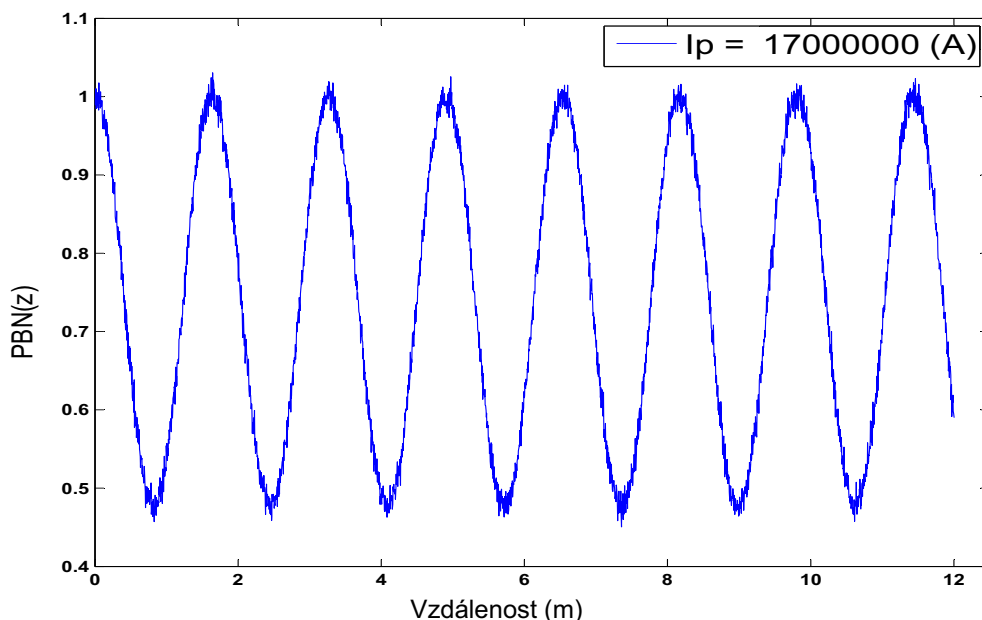
$$I_p = \frac{2\pi r}{V\mu_0} x(3). \quad (3.17)$$

Vzhledem k uniformnímu rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna je hodnota parametru $x(3)$, v každém rozptylovém bode vlákna, konstantní.

Na obrázku 3.5 je vyobrazen průběh POTDR simulované křivky pro plazmový proud $I_p = 17$ MA a 1 % náhodný šum. Vnesení náhodného šumu Gaussova rozdělení bylo realizováno samostatnou funkcí, která umožnila procentuální nastavení úrovně superponovaného šumu v závislosti na úrovni signálu. Toto řešení se později ukázalo jako nevyhovující a v případě simulace pro divertorové typy tokamaků se přistoupilo ke generování šumu na základě hodnoty parametru N , tedy odstupů signálu od šumu. Parametr N tak řídí úroveň šumového pozadí a velikost superponovaného šumu na POTDR křivce a výsledný obraz je tak reálnější.

Z obrázku 3.5 je zřetelné, že výsledný POTDR průběh je periodický s konstantní prostorovou frekvencí. To je dané uniformním rozložením magnetického pole podél snímacího vlákna a centrální polohou plazmového proudu. Je nutné podotknout, že plazmový proud byl modelován jako nekonečně tenký proudovodič.

Na obrázku 3.6 je dále zobrazen grafický výstup aproximace (zelená křivka), původní POTDR křivky (tmavé pozadí), která je shodná s průběhem na obrázku 3.5. Z detekované velikosti indukovaného kruhového dvojpolu (parametr $x(3)$), byla určena velikost plazmového proudu $I_p = 17,01338$ MA. Plazmový proud $I_p = 17$ MA byl simulován pouze pro názornost grafického výstupu, za účelem zobrazení periodického průběhu, avšak fúzní reaktor Tore Supra nedosahoval plazmových proudů této úrovně. Hlavní výhoda tohoto přístupu spočívá v aproximaci celého POTDR průběhu.



Obr. 3.5: Simulovaná POTDR křivka odpovídající $I_p = 17$ MA, Tore Supra.

Literatura [50] navrhuje určení velikosti plazmového proudu v závislosti na dvou

případech:

1. Koncový bod POTDR křivky je situován přímo za jejím maximem:

$$I_p = \frac{k \cdot 2\pi + \arccos(P_N(L_{sm}))}{4\mu V}, \quad (3.18)$$

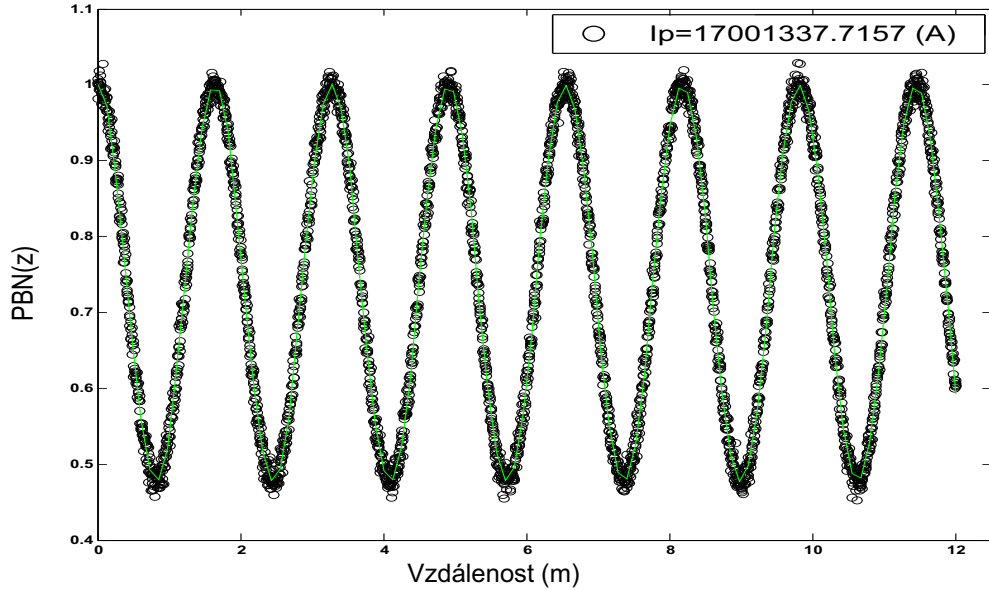
kde I_p je hledaný plazmový proud, k reprezentuje počet celých period POTDR křivky, $P_N(L_{sm})$ představuje normalizovanou výkonovou úroveň v koncovém bodě křivky. V je Verdetova konstanta daného vlákna a $\mu \approx \mu_0$ je permeabilita jádra optického vlákna.

2. Koncový bod POTDR křivky je situován za jejím minimem:

$$I_p = \frac{k \cdot 2\pi + \arccos(2 \cdot \pi - P_N(L_{sm}))}{4\mu V}. \quad (3.19)$$

Autoři prakticky otestovali navrhovaný senzor pro plazmové proudy 1,2 MA a 1,5 MA, s maximální chybou 6,7 %.

Nevýhoda tohoto přístupu spočívá především ve skutečnosti, že reálný POTDR náměr obsahuje určité množství šumu, což v případě stanovení hodnoty $P_N(L_{sm})$ pouze z jediného – koncového bodu křivky způsobuje nepřesnosti.



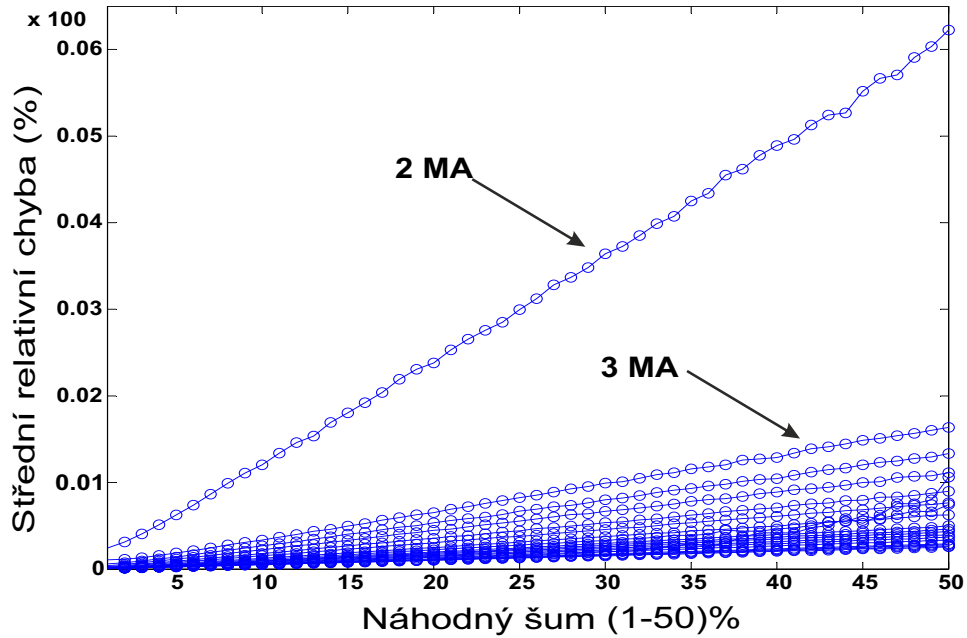
Obr. 3.6: Grafický výstup aproximace, Tore Supra.

Tabulka 3.2 sdružuje parametry simulací za účelem získání adekvátního objemu dat, sloužících k výpočtu relativní chyby a směrodatné odchylky. Pro získání statisticky reprezentativního vzorku byl proveden výpočet pro každou hodnotu náhodného šumu 10-tisíc krát.

Tab. 3.2: Konfigurace simulací pro výpočet relativní chyby.

	I_p (MA)	Krok $_{I_p}$ (MA)	Náhodný šum (σ)	Krok (σ)
1. konfigurace	(2 – 20)	1	(1 – 50) %	1 %
2. konfigurace	(0,6; 0,8; 1,2; 1,3; 1,5)	–	(1 – 20) %	1 %

Na obrázku 3.7 je zobrazena závislost střední hodnoty relativní chyby aproximace POTDR křivky na procentuální úrovni superponovaného náhodného šumu, pro první konfiguraci z tabulky 3.2. Odpovídající směrodatná odchylka (STD) je následně vyobrazena na obrázku 3.8. V praktických měřeních se často uvažuje úroveň šumu v oblasti 10 %.

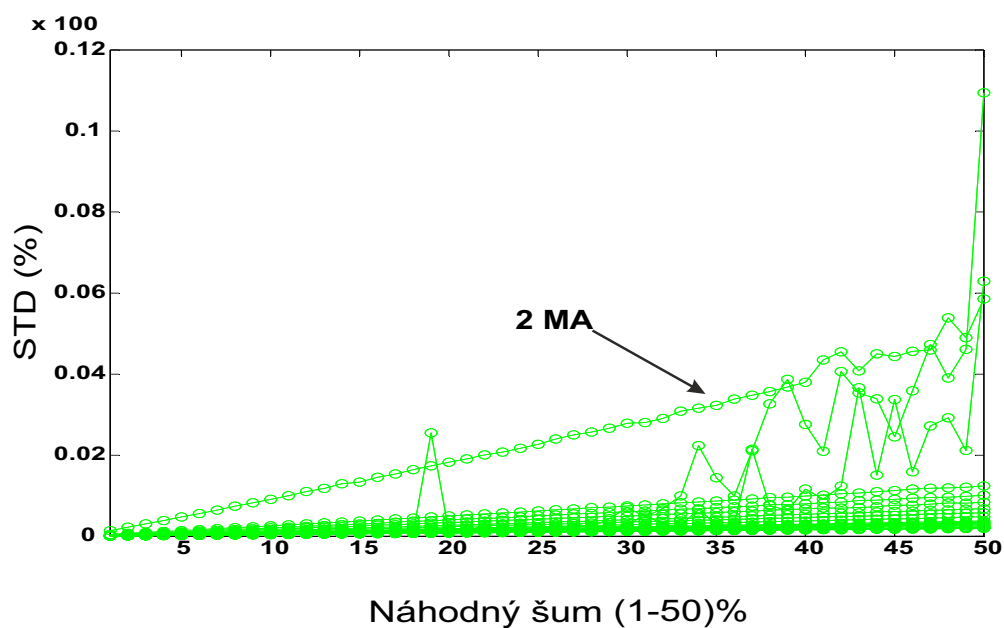


Obr. 3.7: Závislost střední hodnoty relativní chyby na náhodném šumu.

Tabulka 3.3 uvádí plazmové proudy, které vyhovují této podmínce na základě součtu střední hodnoty relativní chyby a odpovídající směrodatné odchylce, přičemž je výsledná chybovost orientována v oblasti 1 %.

Zvýrazněné plazmové proudy v tabulce 3.3 naznačují, že se v intervalu mezi $I_p = 2,61$ MA a $I_p = 2,62$ MA nachází plazmový proud, tzv. kritický bod, vyhovující podmínce 1 % chybovosti při působení náhodného šumu úrovně 10 %. Detekce plazmových proudů nižších hodnot následně vykazuje vyšší chybovost.

Obrázky 3.9 a 3.10 uvádí stejnou situaci jako 3.7 a 3.8, pro druhou konfiguraci z tabulky 3.2.



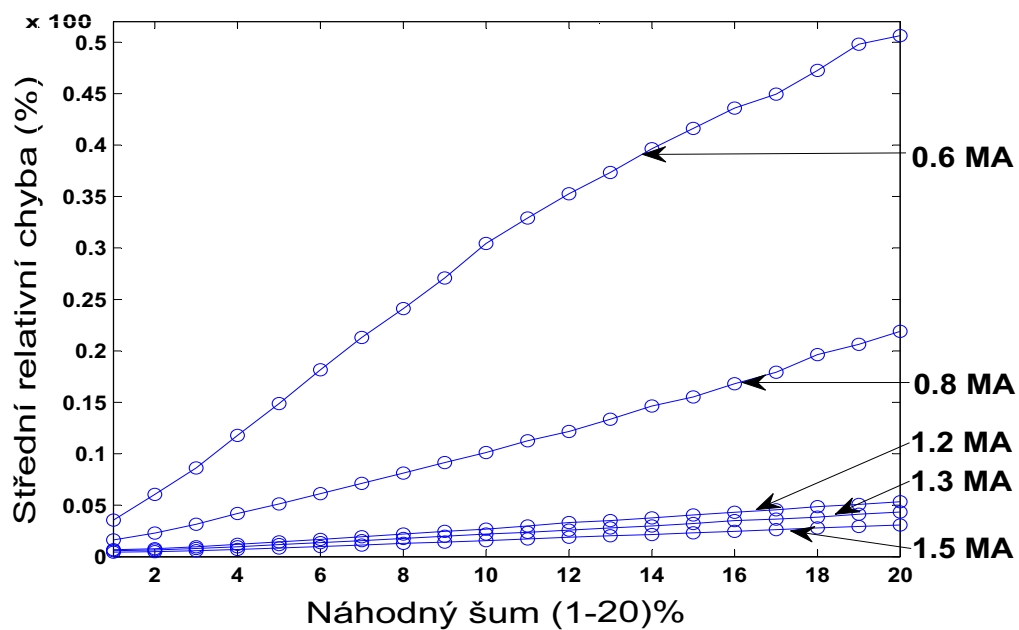
Obr. 3.8: Závislost STD na úrovni náhodného šumu.

Tab. 3.3: Plazmové proudy vyhovující podmínce 1% chybovosti při působení 10% náhodného šumu.

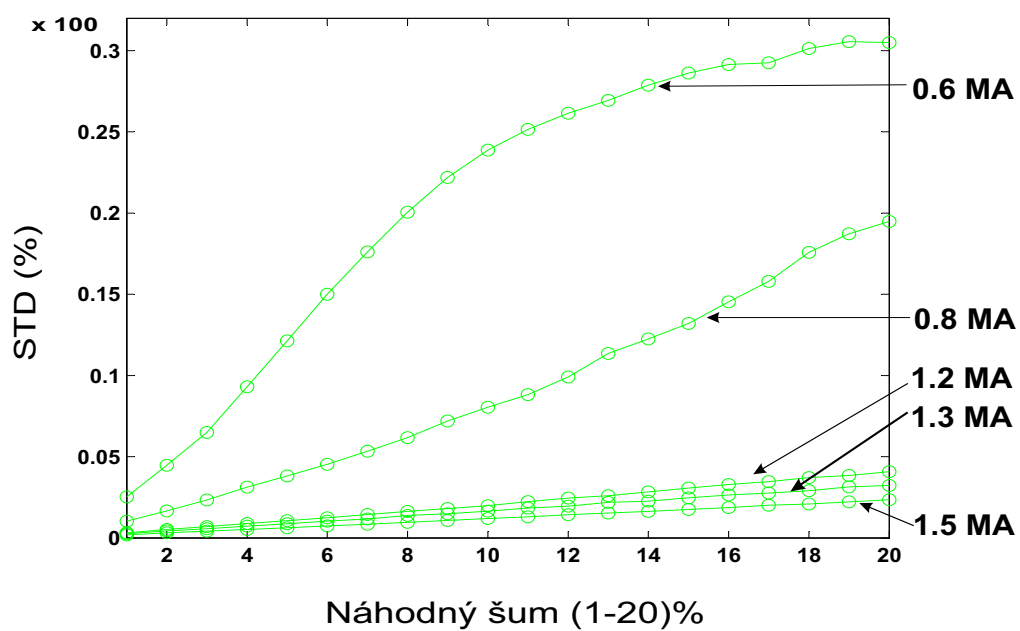
Náhodný šum 10%						
I_p (MA)	2,59	2,60	2,61	2,62	2,63	2,64
Stř. h. (%)	0,59656	0,58314	0,57722	0,55489	0,54679	0,54376
STD (%)	0,44769	0,43843	0,43281	0,41816	0,42076	0,40749
Σ (%)	1,04425	1,02157	1,01003	0,97305	0,96755	0,95125

Jak je možné pozorovat z obrázků 3.9 a 3.10, simulace v rámci 2. konfigurace vykazuje vyšší chybovost. To je pravděpodobně způsobeno horší aproximací výsledné POTDR křivky algoritmem, protože definované plazmové proudy negenerují dostatečně silné magnetické pole, které by vytvořilo POTDR průběh podobný tomu, jaký je naznačen na obrázku 3.5, resp. 3.6.

Uvedený postup byl následně prakticky realizován autory [21] na tokamaku Tore Supra. Tabulka 3.4 uvádí souhrn dosažených výsledků.



Obr. 3.9: Závislost střední hodnoty relativní chyby na náhodném šumu.



Obr. 3.10: Závislost STD na úrovni náhodného šumu.

Tab. 3.4: Detekovaný plazmový proud a relativní chyba měření, Tore Supra [21].

I_p nastaven (MA)	I_p změřen (MA)	Relativní chyba (%)
1,5	1,475	1,67
1,3	1,357	4,38
1,2	1,248	4,00
1,0	0,999	1,00
0,8	0,791	1,13
0,7	0,693	1,00
0,6	0,519	13,50

3.8 Příspěvek autora k problematice – Reaktory divertorového typu

Mezi reaktory divertorového typu, tedy s tzv. D-průřezem vakuové komory, patří například reaktor WEST, nebo ITER.

Divertor je umístěn na dně vakuové komory reaktoru a odvádí teplo a popel produkovaný fúzní reakcí, minimalizuje kontaminaci plazmatu a chrání okolní stěny před tepelným a neutronovým zatížením [22].

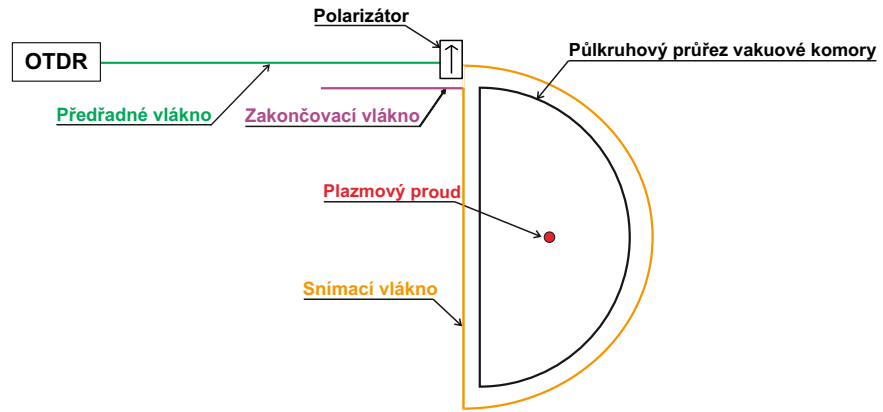
Kvůli tvaru vakuové komory se vyznačují nerovnoměrným rozložením magnetického pole podél snímacího vlákna senzoru. Simulace ukázaly, že přístup popsany výše není aplikovatelný pro tento typ úlohy. V následujících kapitolách bude uvedena metoda pro extrakci plazmového proudu z POTDR náměru reaktorů divertorového typu.

3.8.1 Modelování senzoru pro reaktor D-průřezu

Základ simulace vychází ze znalosti geometrie reaktoru. Pro případ modelování nerovnoměrného rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna byl zvolen obecný – D-tvar vakuové komory reaktoru.

Na obrázku 3.11 je zobrazeno POTDR uspořádání pro obecný tvar vakuové komory, která se vyznačuje nerovnoměrným rozložením magnetického pole podél snímacího vlákna. Byl zvolen půlkruhový tvar s vertikální sekci.

Konfigurace 3.11 se liší od 3.4 nejenom tvarem vakuové komory, ale i pozicí lineárního polarizátoru, který byl přesunut za předřadné vlákno. Tento krok nemá vliv na POTDR náměr z oblasti snímacího vlákna a znamená značné snížení výpočetní náročnosti simulace. Bylo uvažováno předřadné vlákno o délce 100 m a snímací vlákno o délce 28 m. Zakončovací vlákno délky 40 m bylo zařazeno pouze formálně, protože

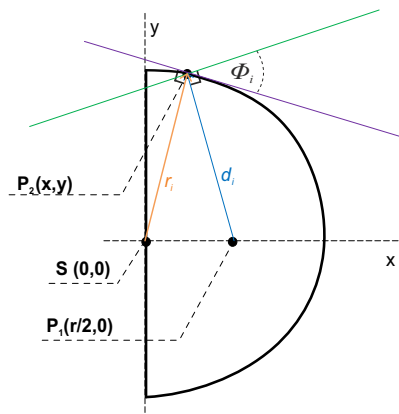


Obr. 3.11: POTDR uspořádání pro měření plazmového proudu v reaktoru s D-průřezem vakuové komory [45].

existuje možnost přebývající délky vlákna po instalaci optovláknového senzoru na vakuovou komoru reaktoru.

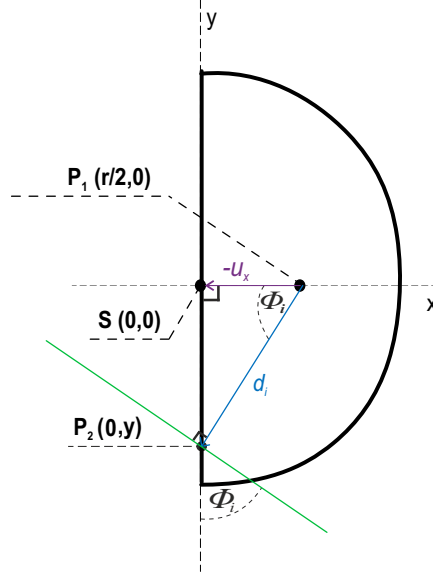
Pozice plazmového proudu byla zvolena pouze přibližně a plazmový proud byl modelován jako nekonečně tenký proudovodič. Toto zjednodušení je pro účel simulace postačující, avšak s nadcházejícími měřeními na reaktoru WEST a dostavbou reaktoru ITER bude nutná korekce.

Jak již bylo uvedeno, základ simulace tkví ve známé geometrii průřezu vakuové komory a v pozici plazmového proudu. Obrázky 3.12 a 3.13 uvádí geometrii pro kruhovou a vertikální část vakuové komory reaktoru.



Obr. 3.12: Geometrie pro analýzu kruhové části vakuové komory reaktoru [45].

Další analýza vychází ze vztahu (3.5), který obsahuje člen ϕ_i . Podle obrázku 3.12



Obr. 3.13: Geometrie pro analýzu vertikální části vakuové komory reaktoru [45].

je úhel ϕ_i dán vztahem:

$$\phi_i = \arccos \left(\frac{\vec{d}_i \cdot \vec{r}_i}{|\vec{d}_i| |\vec{r}_i|} \right), \quad (3.20)$$

kde $\vec{d}_i(x - \frac{r}{2}, y)$ je vektor spojující P_1 a uvažovanou elementární sekci vlákna $P_2(x, y)$ a $\vec{r}_i(x, y)$ je vektor délky r spojující S a P_2 .

Výpočet indukovaného kruhového dvojlomu ρ_i pro vertikální části vakuové komory reaktoru se řídí podle obrázku 3.13, kde pro ϕ_i platí vztah:

$$\phi_i = \arccos \left(\frac{\vec{d}_i \cdot (-\vec{u}_x)}{|\vec{d}_i| |-\vec{u}_x|} \right), \quad (3.21)$$

kde \vec{u}_x je vektor rovnoběžný s osou x .

Po získání hodnoty ρ_i pro každou elementární sekci vlákna je možné vygenerovat matice \vec{M}_i podle vztahu 3.1. Vývoj polarizačního stavu SOP podél vlákna je následně vyjádřen jako:

$$\vec{V}_j = \left(\prod_{i=1}^j \vec{M}_i \right) \vec{V}_{\text{in}}, \quad (3.22)$$

kde \vec{V}_j a \vec{V}_{in} jsou Jonesovy vektory na výstupu sekce j a na vstupu vlákna.

Hodnota délky elementární sekce činí 1,4 cm, což koresponduje se vzorkovacím rozlišením komerčně dostupných POTDR [51]. Délka elementární sekce je značně

menší než hodnota záznějové délky (400 m), což umožňuje vyhodnotit průběh SOP podél snímacího vlákna.

3.8.2 Dvojlom indukovaný ohybem optovláknového senzoru

Optovláknový senzor je po instalaci vystaven ohybu na vakuové komoře fúzního reaktoru, což má za následek indukování dodatečného a nežádoucího dvojlomu [52].

Dvojlom indukovaný ohybem je dán vztahem:

$$\delta_{\text{ind}} = 0.5C \frac{r^2}{R^2}, \quad (3.23)$$

kde R je poloměr ohybu, r je průměr optického vlákna a C je dáno vztahem:

$$C = 0,5k_0n_0^3(p_{11} - p_{12})(1 + v_p), \quad (3.24)$$

kde $k_0 = 4,8 \cdot 10^6 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$ je vlnové číslo, $n_0 = 1,46$ je průměrný index lomu vlákna, $p_{11} = 0,12$ a $p_{12} = 0,27$ jsou komponenty napětově-optického koeficientu materiálu vlákna a $v_p = 0,17$ je Poissonova konstanta [52].

Pro určení velikosti dvojlomu indukovaného ohybem, je v tomto případě uvažován nejmenší poloměr ohybu ($R = 1,865 \text{ m}$), který odpovídá zakřivení vakuové komory reaktoru ITER. Zvolená vlnová délka je 1310 nm. Výsledný dvojlom δ_{ind} se tak rovná $7,4 \cdot 10^{-4} \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$.

Vlastní lineární dvojlom může být definován dle vztahu $\delta_o = 2\pi/L_B$ a $L_B = 400 \text{ m} \Rightarrow \delta_o = 1,57 \cdot 10^{-2} \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$, což značí, že dvojlom indukovaný ohybem δ_{ind} je značně menší.

V praxi však bude hodnota poloměru ohybu R ještě menší, téměř 0,3 m, kvůli ohybu způsobeném konkrétní pozicí snímacího vlákna na vakuové komoře reaktoru. Tento poloměr implikuje δ_{ind} o hodnotě $1,82 \cdot 10^{-2} \text{ rad} \cdot \text{m}^{-1}$, což je hodnota srovnatelná s δ_o , avšak interakční délka je velmi malá ve srovnání s délkou snímacího vlákna. Na základě uvedených informací byl dvojlom indukovaný ohybem zanedbán.

3.8.3 Útlum vlákna a radiační útlum (RIA)

V provedené simulaci byl útlum optického vlákna rovněž zanedbán. Vliv koeficientu útlumu $\alpha \text{ dB/km}$ se zajistí přidáním komponentu $-\alpha \cdot z$ do POTDR křivky, kde z je vzdálenost. V případě známé hodnoty α je efekt útlumu snadno kompenzovatelný. V praxi je možné využití konvenční techniky OTDR pro měření koeficientu útlumu α .

Optovláknový senzor, který je instalován na termonukleární fúzní reaktor, je vystaven nukleárnímu radiačnímu prostředí, co se projeví v optickém vlákně tzv. radiačním

útlumem, neboli útlumem vyvolaném zářením (RIA) . RIA je silně proměnlivý v závislosti na příměsích přítomných v jádru a plášti optického vlákna [53]. V případě že indukovaná absorpce snímacího vlákna přesáhne dynamický rozsah OTDR, měření plazmového proudu se stává nemožným. Řešení tohoto problému spočívá v použití takzvaných radiation hard vláken, které jsou odolné vůči působení radiačního záření.

Podle [54] pro komerční, radiation hard vlákna Fujikura činí hodnoty RIA $\alpha_{\text{RIA}} = (2 - 3) \text{ dB} \cdot \text{km}^{-1}$, pro předpokládanou absorpci záření ITERu 100 kGy na vlnové délce 1310 nm. V případě vlnové délky 1550 nm jsou očekávané úrovně RIA nižší [53]. Celková hodnota RIA pro optovláknový senzor by se při použití speciálních optických vláken měla pohybovat do hodnoty 0,1 dB.

Vliv RIA může být zakomponován do simulace vynásobením každé Jonesovy matice snímacího vlákna (viz vztah (3.1)), faktorem $-\alpha \cdot l$, kde l je délka elementární sekce.

Výše uvedeno bude součástí budoucích simulací, které zahrnou výsledky iradičních testů speciálních typů vláken. V této simulaci je proto efekt RIA zanedbán, avšak prozatímní výsledky měření RIA jsou v souladu s hodnotami uvedenými výše.

3.8.4 Akustické signály a vibrace

Akustické signály a vibrace mají vliv na index lomu materiálu optického vlákna a na relativní pozice rozptylových center v rámci rozlišení (polovina šířky pulzu). Následně tak mohou modifikovat výkon měřený OTDR detektorem, protože výsledná interference mezi komponenty zpětně rozptýlenými v rámci rozlišovací buňky závisí na fázovém rozdílu mezi nimi. Tento princip se využívá pro měření akustických signálů a vibrací [55].

Důležitou podmínkou pro detekci tohoto jevu je použití vysoce-koherentního laseru, avšak OTDR systém, který bude nasazen pro měření plazmového proudu, bude využívat LED zdroj. Z tohoto důvodu je možné vliv akustických signálů opomenout.

Navzdory uvedenému by vibrace mohli mít vliv na POTDR náměr, protože ovlivňují polarizační stav optické vlny. Tento efekt byl studován autory v literatuře [56], ze které plyne závěr, že v případě monitorování plazmového proudu v ITER-u může být efekt vibrací zanedbán.

3.8.5 Teplotní variace

Variace teploty v okolí snímacího vlákna mohou modifikovat vlastní lineární dvojlom optického vlákna. Předpokládané variace teploty pro ITER dosahují 20 °C v okolí snímacího vlákna [57]. Zdroj [58] uvádí experimentální ověření, že teplotní variace ve výši 20 °C navýší záznejovou délku optického vlákna o 1,05 %. Záznejová délka

400 m tak změni svou hodnotu na 406 m. Lineární dvojlom bude tím pádem slabě zasažen a změna polarizačního stavu tak může být ignorována.

3.8.6 Mrtvé zóny

Je důležité podotknout, že tzv. mrtvé zóny nejsou zahrnuty v modelu distribuovaného senzoru. Jediná mrtvá zóna, která by mohla potenciálně ovlivnit zónu zájmu v POTDR náměru (snímací vlákno), vzniká odrazem od lineárního polarizátoru. Nicméně, volba POTDR přístupu markantně snižuje efekt mrtvé zóny, protože její řádová velikost je několik desítek centimetrů, což je velmi málo ve srovnání s délkou snímacího vlákna (kolem 30 m v případě ITER-u). V konečném důsledku tato zóna nezasáhne demodulaci plazmového proudu.

V případě mrtvé zóny větších rozměrů může být lineární polarizátor přesunut v topologii přímo za OTDR detektor. Tento případ si však vyžaduje zařazení polarizačního kontroléru za polarizátor, za účelem kompenzace Jonesovy/Muellerovy matice předřadného vlákna.

Další mrtvé zóny mohou být lokalizovány v oblasti OTDR detektoru a na konci zakončovacího vlákna (mrtvá zóna vzniklá odrazem), avšak jsou příliš vzdálené od zóny zájmu a proto nemají vliv na demodulaci plazmového proudu.

3.8.7 Simulace distribuovaného optovláknového senzoru

Díky znalosti geometrických rozměrů vakuové komory reaktoru a z pozice plazmového proudu může být prostřednictvím výše uvedené analýzy extrahována POTDR křivka (trasa), která je však nezatížena šumem a její pracovní název je *ideální* POTDR křivka. Tato křivka je označena $P_B(z)$ a může být získána pro každý plazmový proud, který je objektem zájmu.

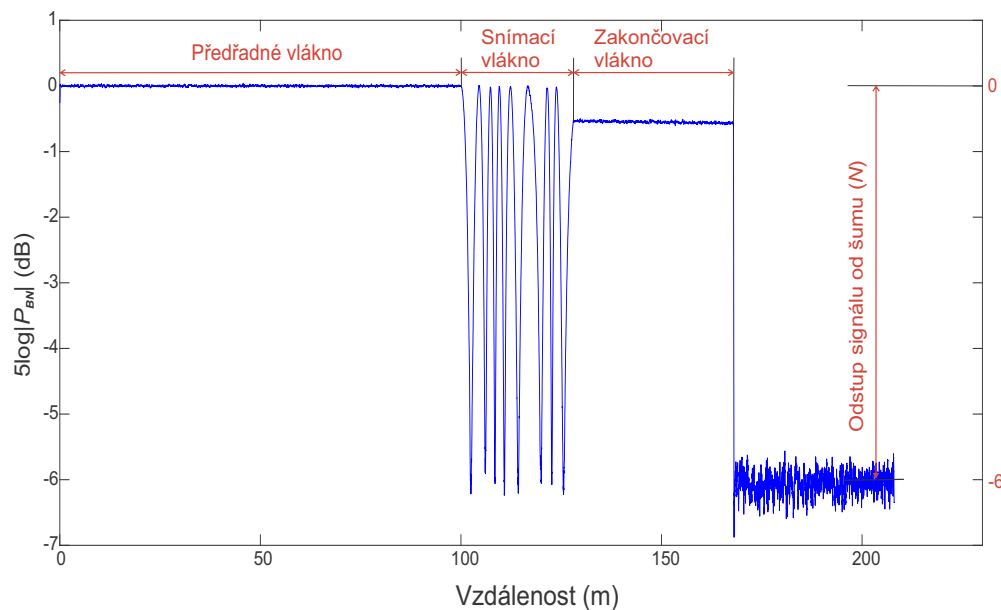
V případě známé hodnoty odstupů signál – šum (N) je následně možné vypočítat POTDR křivku označenou $P_{NF}(z)$, která bere v úvahu šumové pozadí – vztah (3.6). P_{NF} křivky jsou následně uloženy do paměti, pro plazmové proudy z intervalu 1 kA až 20 MA, s krokem 1 kA. P_{NF} křivka se získá z $P_B(z)$ křivky tak, že se hodnota šumového pozadí n přičte k $P_B(z)$ a výsledek je normalizován nejvyšší výslednou hodnotou. Tento proces se děje dynamicky, po každém nastavení nové hodnoty N . Vzniká tak jistý „slovník“ *ideálních* POTDR křivek, které slouží následně ke srovnání s takzvanou *reálnou* POTDR křivkou, označenou $P_{BN}(z)$. Křivka $P_{BN}(z)$ vzniká stejným způsobem jako P_{NF} , ale je k ní navíc superponován šum podle Gaussova rozdělení pravděpodobnosti.

Úlohou této simulace je srovnáním *reálné* $P_{BN}(z)$ POTDR křivky se slovníkem *ideálních* $P_{NF}(z)$ POTDR křivek, kvantitativně stanovit chybu detekce plazmových

proudů z daného rozsahu, v závislosti na různých hodnotách parametru N . Výsledky simulace posléze konfrontovat s požadavky reaktoru ITER.

Pro účel simulace byly délky předřadného a snímacího vlákna stanoveny na 100 a 28 metrů, přičemž tyto hodnoty korespondují s konfigurací pro ITER. Délka zakončovacího vlákna je 40 m.

Na obrázku 3.14 je uvedena POTDR křivka získaná simulací popsané v předchozích kapitolách. Tato křivka koresponduje s plazmovým proudem 18,146 MA a odstupem signál-šum $N = 6$ dB.



Obr. 3.14: POTDR trasa pro $I_p = 18,146$ MA a $N = 6$ dB [45].

Celková délka senzoru (168 m) byla dodatečně rozšířena o nulové hodnoty, kdy po zpracování simulací je možné pozorovat v grafickém výstupu hodnotu parametru N .

Plochý průběh křivky v oblasti předřadného vlákna je způsoben umístěním lineárního polarizátoru v topologii POTDR. Nejdůležitější je však snímací část senzoru, kde je možné pozorovat kosinový charakter průběhu křivky – v souladu s teoretickou analýzou (vztah (3.1)). Kvůli půlkruhovému tvaru vakuové komory reaktoru není magnetické pole podél snímacího vlákna uniformní, což rezultuje v měnící se prostorovou frekvenci pozorovaného průběhu se vzdáleností.

V případě dokonale kruhového průřezu vakuové komory reaktoru a centrální pozice plazmového proudu I_p by se výsledný POTDR průběh vyznačoval konstantní

prostorovou frekvencí, tak jako ukazují výsledky POTDR měření tokamaku Tore Supra.

3.8.8 Analýza vlivu šumu detektoru OTDR v případě reaktoru ITER

Tabulka 3.5 prezentuje požadavky tokamaku ITER související s přesností detekce plazmového proudu I_p [59]. Horní hranice I_p v tokamaku ITER není v současné době přesně známá, avšak nepřesáhne hranici 20 MA [60].

Tab. 3.5: Požadavky tokamaku ITER na přesnost detekce I_p .

	Rozsah proudů	Požadovaná přesnost
Horní rozsah	(1 – 17) MA	Relativní přesnost 1 %
Dolní rozsah	(0 – 1) MA	Absolutní přesnost 10 kA

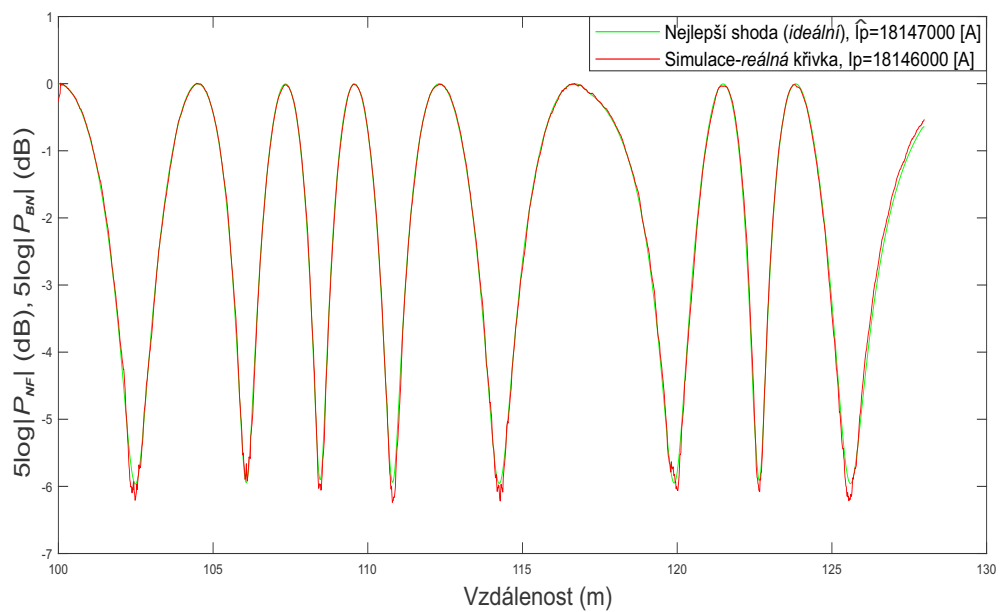
Procedura studující vliv šumu detektoru OTDR na přesnost detekce I_p je sdružena v následujících krocích:

1. Pro dané hodnoty I_p a N je simulována POTDR trasa $P_{BN}(z)$, která slouží jako *reálná* trasa, která by byla měřena totožnou konfigurací v praxi.
2. Simulovaná *reálná* trasa $P_{BN}(z)$ je následně porovnána v logaritmické míře (5 log) se slovníkem *ideálních* křivek $P_{NF}(z)$ a plazmový proud, vykazující nejlepší shodu je definován jako zjištěný proud I_p , označen jako \hat{I}_p .
3. Relativní chyba v % je dále určena vztahem:

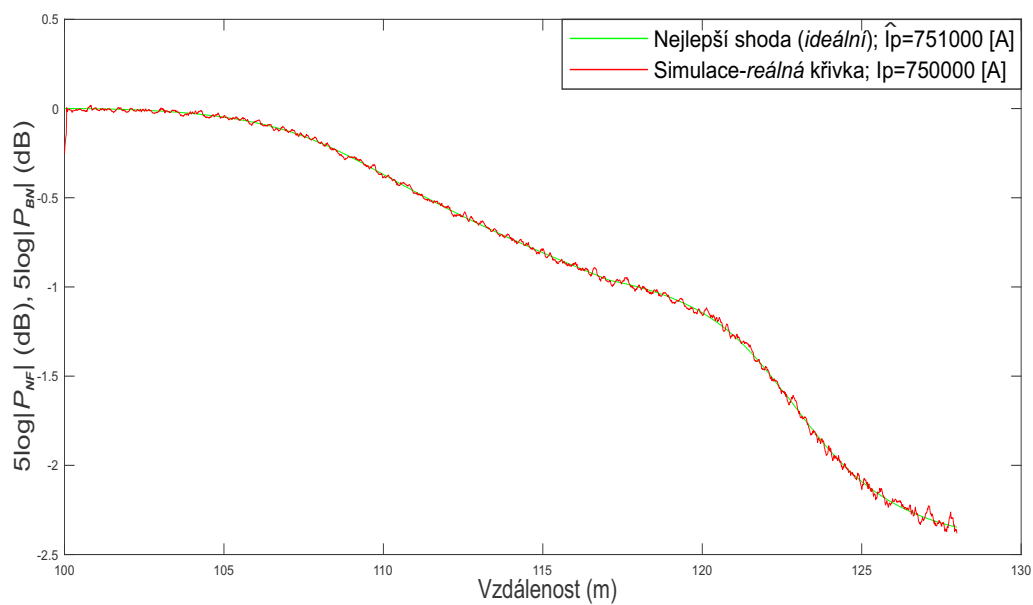
$$\epsilon_r = 100 \frac{|I_p - \hat{I}_p|}{\hat{I}_p} \quad (3.25)$$

4. Kroky 1 až 3 se opakují pro různé konfigurace šumu, přičemž se vždy vyhodnocuje střední hodnota chyby a směrodatná odchylka (STD). Penzum realizací bylo nastaveno na 10 000 opakování, aby se zajistil dostatečný statistický vzorek. Bylo zjištěno, že navýšení počtu cyklů nezpůsobuje markantní změny výsledků.

Uvedený proces je realizován pro každou dvojici (I_p, N) . První testovací I_p byly 1; 4; 8; 12; 16 a 20 MA (horní rozsah plazmových proudů) a N z rozsahu od 3 dB do 10 dB s krokem 1 dB. Na obrázku 3.15 je uveden příklad. Červená křivka reprezentuje *reálný* POTDR průběh oblasti snímacího vlákna, pro $I_p = 18,146$ MA a $N = 6$ dB. Zelená křivka reprezentuje *ideální* průběh (bez superponovaného šumu), tzv. nejlepší shodu, která v tomto případě přísluší plazmovému proudu \hat{I}_p o hodnotě 18,147 MA. Tato konkrétní aproximace se vyznačuje relativní chybou 0,0055 %.



Obr. 3.15: Snímací část senzoru, aproximace *reálné* křivky *ideální* POTDR křivkou [45].



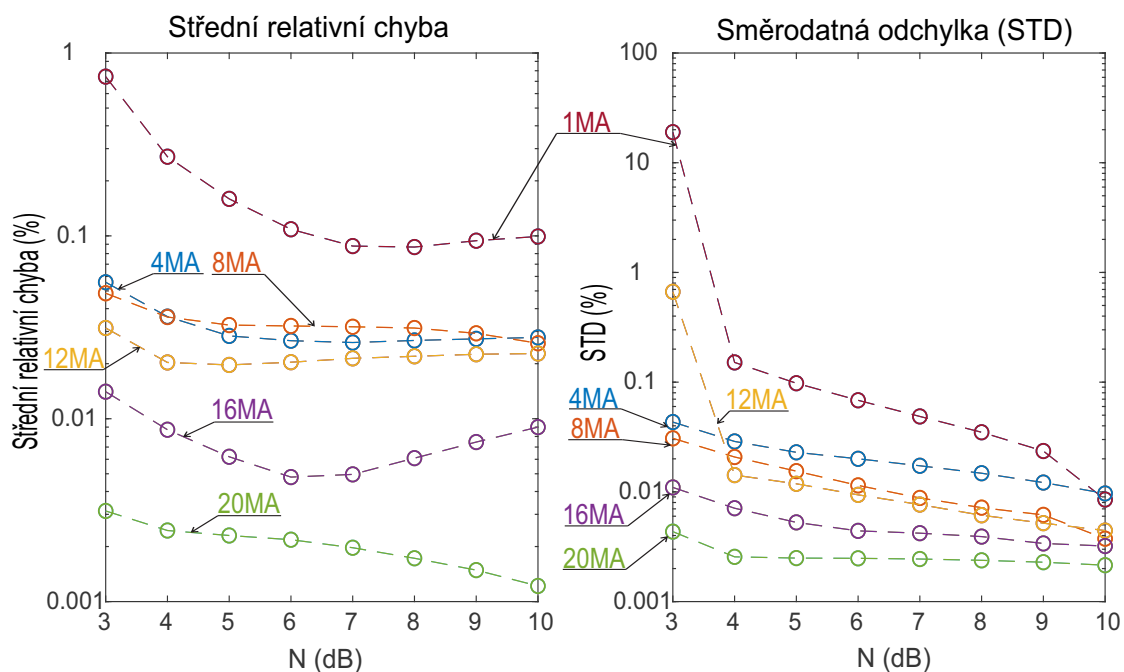
Obr. 3.16: Snímací část senzoru, aproximace *reálné* křivky *ideální* POTDR křivkou [45].

Další sada testovaných I_p byla z dolního rozsahu plazmových proudů, konkrétně 0,10; 0,25; 0,50 a 0,75 MA, pro N z intervalu od 4 dB do 6 dB, s krokem 1 dB. Obrázek 3.16 graficky znázorňuje situaci pro $I_p = 0,75$ MA a $N = 6$ dB, kdy je detekovaný

proud \hat{I}_p roven 0,751 MA. Magnetické pole produkované menším plazmovým proudem způsobí, v tomto případě, pomalejší změnu SOP podél snímacího vlákna, a proto je systém náchylnější na vliv šumu. Navzdory tomuto faktu dosahuje absolutní chyba detekce 1 kA.

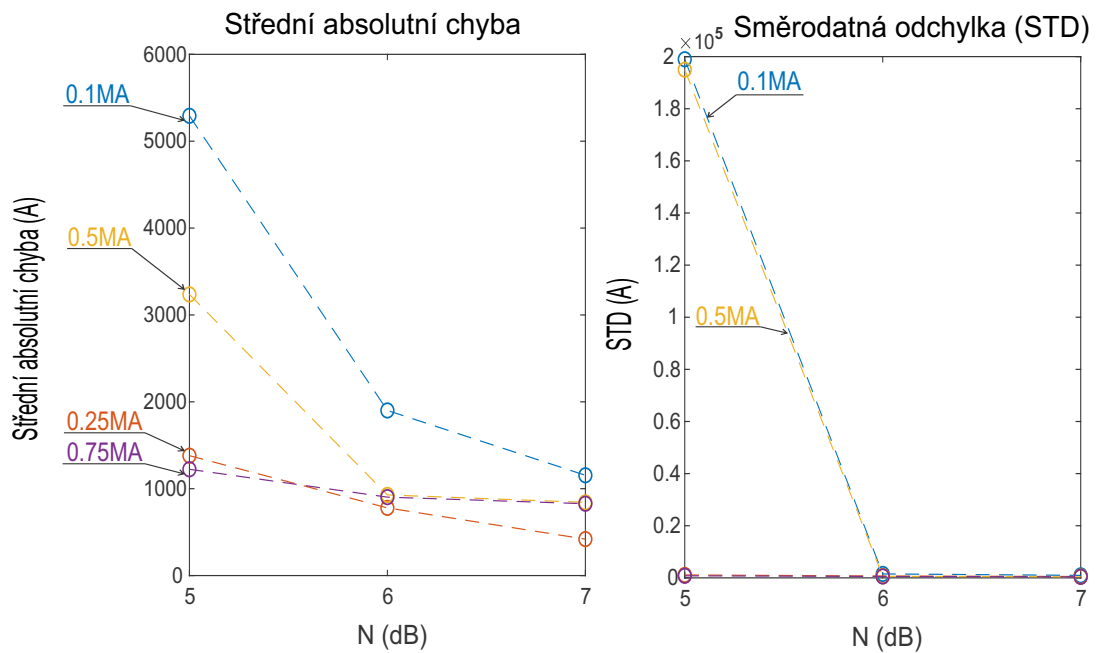
Ze srovnání grafických výstupů POTDR křivek pro reaktor Tore Supra (obrázek 3.6) a pro reaktor s vakovou komorou D-průřezu (obrázek 3.15) je zřejmé, že simulace pro reaktory divertorového typu obsahuje několik změn. Vertikální osa grafu 3.15 je vyjádřena v logaritmické míře (5 log), protože OTDR detektor zobrazí 5-krát logaritmus zpětně rozptýleného výkonu záření. Dále byly zavedeny operace jako převzorkování signálu a průměrování s definovanou velikostí plovoucího okna, aby se dosáhlo co nejvěrnější funkce simulace vzhledem k reálným detektorům OTDR. Definované operace tak mají za následek hladší průběh *reálné* POTDR křivky.

Na obrázku 3.17 je uvedena střední relativní chyba a korespondující směrodatná odchylka pro vybrané plazmové proudy z horního rozsahu. Obrázek 3.18 dále uvádí střední absolutní chybu a směrodatnou odchylku pro plazmové proudy z dolního rozsahu.

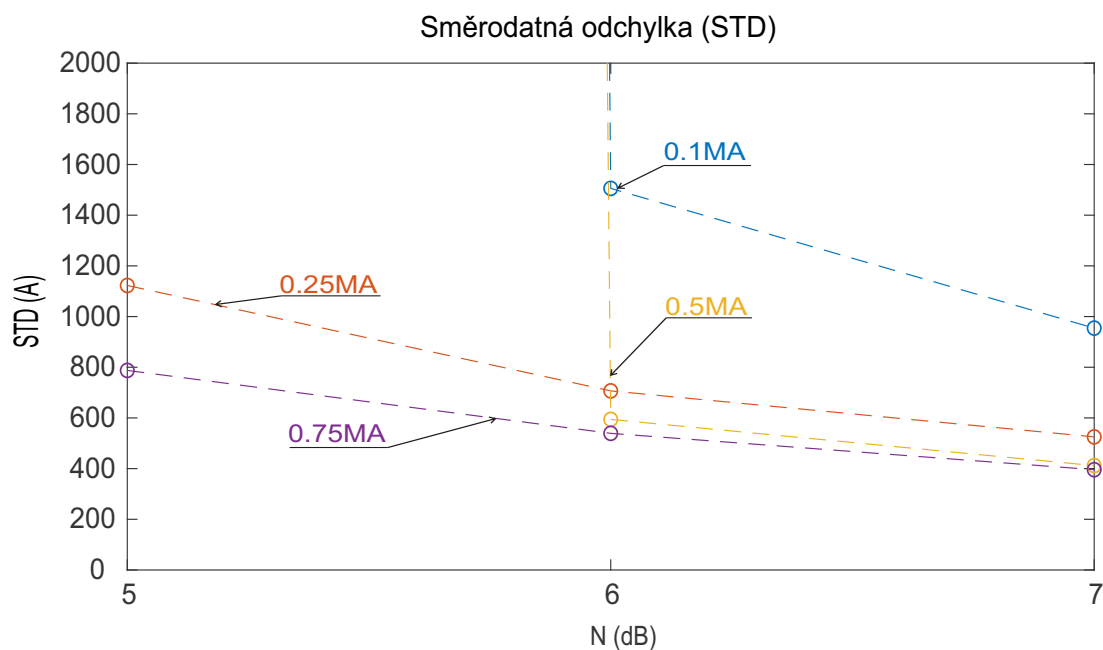


Obr. 3.17: Střední relativní chyba a STD pro vybrané I_p a N – horní rozsah I_p [45].

Na obrázku 3.19 je přiblížena oblast zájmu směrodatné odchylky z předchozího grafu.



Obr. 3.18: Střední absolutní chyba a STD pro vybrané I_p a N – dolní rozsah I_p [45].



Obr. 3.19: STD pro vybrané I_p a N – přiblížení obrázku 3.18 [45].

Zobrazené výstupní data ukazují dva hlavní trendy. Jak se předpokládalo, se zvýšením odstupu signálu od šumu (N) klesají střední hodnoty chyby a směrodatné

odchylky díky lepší aproximaci křivek. Vliv šumu je tak menší. Tato skutečnost je teoreticky podpořena vztahem (3.6).

Druhý trend odkazuje na pokles středních hodnot chyb a STD v závislosti na nárůstu velikosti plazmového proudu. Vyšší hodnota plazmového proudu se projeví silnějším magnetickým polem, tedy vyšší hodnotou Faradayova indukovaného kruhového dvojtlomu – vztah (3.5), což znamená, že vliv šumového pozadí n je méně značný.

Z obrázků 3.17, 3.18 a 3.19 je možné pozorovat, že plazmové proudy z rozsahu 1 MA až 20 MA splňují požadavky tokamaku ITER v souvislosti se šumem detektoru OTDR. Výsledné údaje nicméně ukazují jisté výjimky, konkrétně $I_p = 1$ MA při $N = 3$ dB, pro které relativní chyba překračuje limit uvedený v tabulce 3.5. Další výjimka přísluší plazmovému proudu $I_p = 12$ MA, kdy se hodnota STD při $N = 3$ dB vymyká trendu poklesu relativní chyby s nárůstem hodnot I_p . Příčina by mohla spočívat v horší aproximaci, která rezultuje z tvaru *reálné* křivky, na kterou je superponován šum při $N = 3$ dB.

Simulace pro dolní rozsah plazmových proudů ukázala, že $I_p = 0,1$ MA a $I_p = 0,5$ MA splňují požadavky tokamaku ITER při $N = 6$ dB (absolutní chyba do 10 kA). Uvedené taktéž platí pro ostatní proudy z daného rozsahu.

Výsledky simulace obecně ukázaly, že odstup signálu od šumu o hodnotě 6 dB umožňuje naplnit požadavky tokamaku ITER pro detekci plazmových proudů. Jak již bylo uvedeno, typická hodnota konvenčních OTDR detektorů je právě 6 dB. Tento závěr je důležitý z pohledu dalšího výzkumu v oblasti optovláknové senzoriky plazmových proudů, protože se ukazuje, že šum detektoru OTDR není kritickou překážkou a že výzkum nových, speciálních typů vláken pro tuto aplikaci, případně dokončení iradiačních testů, má svůj význam [45].

Závěr

V dizertační práci bylo pojednáno o problematice integrálních senzorů z pohledu dvojlomů, kdy byla nejprve zkoumána funkčnost orto-konjugačního retroreflektoru OKR. Bylo potvrzeno, že v případě simultánního působení nežádoucího lineárního dvojlomu δ a indukovaného kruhového dvojlomu ρ je kompenzace δ nedokonalá.

Dále byla zkoumána funkčnost navržené konjugační smyčky s využitím fázových retardérů (HWP). Bylo zjištěno, že k záměně vidů dochází, nikoliv však ve smyslu orientace jejich polarizace. To má za následek kompenzaci lineárního i kruhového dvojlomu. Tento systém není proto vhodný pro aplikaci integrálního optovláknového senzoru elektrického proudu, nicméně může najít účinné využití v oblasti interferometrických senzorů jako alternativní metoda kompenzace lineárního, případně indukovaného kruhového dvojlomu.

Další část práce se věnovala studii distribuovaných optovláknových senzorů, které poskytují vhodnou alternativu k integrálním senzorům, především pro měření proudů v řádu MA. Jednalo se konkrétně o aplikaci distribuovaných optovláknových senzorů pro měření plazmových proudů v termonukleárních fúzních reaktorech.

Tato část práce byla rozdělena na aplikaci senzoru pro fúzní reaktory kruhového průřezu vakuové komory reaktoru a pro fúzní reaktory, které se vyznačují nekruhovým průřezem výbojové vakuové komory – tzv. D-průřezem (reaktory divertorového typu).

V případě reaktorů kruhového průřezu vakuové komory (např. Tore Supra) byla autorem práce navržena a realizována simulace na bázi techniky POTDR, obsahující vylepšení stávající realizace, které vedlo k zlepšení přesnosti detekce plazmového proudu. Tento postup byl experimentálně ověřen na reaktoru Tore Supra.

Postup platný pro reaktory kruhového průřezu vakuové komory však není aplikovatelný na reaktory divertorového typu kvůli nerovnoměrnému rozložení magnetického pole podél snímacího vlákna. Zástupce reaktorů divertorového typu je ITER – experimentální fúzní zařízení typu tokamak, momentálně ve výstavbě.

Pro reaktory divertorového typu byl navržen nový postup, který umožnil na bázi simulací pomocí techniky POTDR vytvořit analýzu vlivu šumu detektoru OTDR na přesnost detekce plazmových proudů. Díky tomuto postupu bylo zjištěno, že odstup signálu od šumu o hodnotě 6 dB je realizovatelný a umožňuje splnění požadavků na přesnost detekce plazmových proudů reaktoru ITER.

Uvedená studie je vyústěním mezinárodní spolupráce vyplývající ze studijní stáže autora na Université de Mons v Belgii, přináší nové vědecké poznatky v oblasti distribuovaného snímání plazmových proudů v termonukleárních fúzních reaktorech a byla publikována v zahraničním impaktovaném periodiku.

Literatura

- [1] MOTÚZ, Rastislav. *Měření disperzí optických přenosů*. BRNO: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav telekomunikací, 2014. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Prof. Ing. Miloslav Filka, CSc.
- [2] FILKA, Miloslav. *Optoelektronika pro telekomunikace a informatiku*. Brno: M. Filka, 2009. ISBN 978-80-86785-14-1.
- [3] DREXLER, Petr. *Techniky potlačování dvojlomných jevů v optických vláknech: Techniques for optical fiber birefringence suppression* : teze habilitační práce. Brno: VUTUM, 2010. ISBN 978-80-214-4164-4.
- [4] MOTUZ, R. The Fixed Analyzer method in PMD Measurement. In: *2016 Progress in Electromagnetic Research Symposium (PIERS)* [online]. IEEE, 2016, 2016, s. 1794-1799 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/PIERS.2016.7734797. ISBN 978-1-5090-6093-1. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7734797/>
- [5] DREXLER, Petr a Pavel FIALA. *Suppression of polarimetric birefringence effect in optical fiber and its application for pulsed current sensing*. In: 2009 International Waveform Diversity and Design Conference [online]. IEEE, 2009, s. 173-177 [cit. 2017-04-19]. DOI: 10.1109/WDDC.2009.4800339. ISBN 978-1-4244-2970-7. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4800339/>
- [6] MOISEENKO, Alexander N., Igor M. MARKEVTSEV, Olga M. TATSENKO, Vadim V. PLATONOV, Alexey V. FILIPPOV, Ekaterina A. BYCHKOVA, Ivan V. VICTOROV a Alexander Yu. KOPKIN. Optical Absorption of Quartz Fibers at Pulsed Irradiation With High-Energy γ -Quanta. *IEEE Transactions on Plasma Science* [online]. 2017, **45**(6), 990-996 [cit. 2019-08-26]. DOI: 10.1109/TPS.2017.2696039. ISSN 0093-3813. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7917273/>
- [7] ESMAN, R.D. a M.J. MARRONE. *Passive elimination of polarization sensitivity of fiber-optic microwave modulators*. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* [online]. 43(9), 2208-2213 [cit. 2017-04-18]. DOI: 10.1109/22.414566. ISSN 00189480. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/414566/>
- [8] AERSSENS, Matthieu, Andrei GUSAROV, Benoit BRICHARD, Vincent MASSAUT, Patrice MEGRET a Marc WUILPART. *Faraday effect based*

- optical fiber current sensor for tokamaks*. In: 2011 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications [online]. IEEE, 2011, s. 1-6 [cit. 2017-04-19]. DOI: 10.1109/ANIMMA.2011.6172868. ISBN 978-1-4577-0927-2. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6172868/>
- [9] YOSHINO, Toshihiko. *Theory for the Faraday effect in optical fiber*. Journal of the Optical Society of America B [online]. 2005, 22(9), 1856- [cit. 2017-04-21]. DOI: 10.1364/JOSAB.22.001856. ISSN 0740-3224. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josab-22-9-1856>
- [10] MARTINELLI, Mario, Paolo MARTELLI a Annalaura FASIELLO. Universal compensation of the non-reciprocal circular birefringence in a retracing path by a mirrored quarter-wave plate. *Optics Communications* [online]. 2016, **372**, 123-125 [cit. 2019-08-28]. DOI: 10.1016/j.optcom.2016.03.083. ISSN 00304018. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030401816302565>
- [11] KAMINOW, I. P. a V. RAMASWAMY. Single-polarization optical fibers: Slab model. *Applied Physics Letters* [online]. 1979, **34**(4), 268-270 [cit. 2019-08-28]. DOI: 10.1063/1.90754. ISSN 0003-6951. Dostupné z: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.90754>
- [12] ULRICH, R. a A. SIMON. *Polarization optics of twisted single-mode fibers*. Applied Optics [online]. 1979, 18(13), 2241- [cit. 2017-04-26]. DOI: 10.1364/AO.18.002241. ISSN 0003-6935. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-18-13-2241>
- [13] PENG, Nai, Yong HUANG, Shuangbao WANG, Tao WEN, Wen LIU, Qiang ZUO a Lei WANG. *Fiber Optic Current Sensor Based on Special Spun Highly Birefringent Fiber*. IEEE Photonics Technology Letters [online]. 2013, 25(17), 1668-1671 [cit. 2017-04-20]. DOI: 10.1109/LPT.2013.2272974. ISSN 1041-1135. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6557059/>
- [14] PAYNE, D.N., A.J. BARLOW a J.J. RAMSKOV HANSEN. Development of Low- and High-Birefringence Optical Fibers. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques [online]. 1982, 30(4), 323-334 [cit. 2017-04-26]. DOI: 10.1109/TMTT.1982.1131072. ISSN 0018-9480. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1131072/>
- [15] BARLOW, A. J., J. J. RAMSKOV-HANSEN a D. N. PAYNE. *Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers*. Applied Optics [online]. 1981, 20(17), 2962- [cit. 2017-04-19]. DOI: 10.1364/AO.20.002962. ISSN

- 0003-6935. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-20-17-2962>
- [16] AERSSSENS, Matthieu, Frédéric DESCAMPS, Andrei GUSAROV, Patrice MÉGRET, Philippe MOREAU a Marc WUILPART. *Influence of the optical fiber type on the performances of fiber-optics current sensor dedicated to plasma current measurement in ITER*. Applied Optics [online]. 2015, 54(19), 5983- [cit. 2017-04-18]. DOI: 10.1364/AO.54.005983. ISSN 0003-6935. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-54-19-5983>
 - [17] PERCIANTE, César D. a José A. FERRARI. Cancellation of bending-induced birefringence in single-mode fibers: application to Faraday sensors. Applied Optics [online]. 2006, 45(9) [cit. 2019-07-05]. DOI: 10.1364/AO.45.001951. ISSN 0003-6935. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-45-9-1951>
 - [18] HUARD, Serge. *Polarization of light*. 1. Paris: Masson, 1997. ISBN 0-471-96536-7.
 - [19] MOTÚZ, R.; DREXLER, P. The novel technique of linear birefringence compensation in optical fiber sensors using phase retarders. In Progress in Electromagnetics Research Symposium - Fall (PIERS - FALL), 2017. Singapore: IEEE, 2017. p. 2013-2018. ISBN: 978-1-5386-1211-8.
 - [20] DREXLER, Petr. *Metody měření ultrakrátkých neperiodických elektromagnetických impulsů: Methods for measurement of ultra-short single-shot electromagnetic impulses : zkrácená verze Ph.D. Thesis*. [V Brně: Vysoké učení technické], c2007. ISBN 978-80-214-3528-5.
 - [21] WUILPART, Marc, Matthieu AERSSSENS, Andrei GUSAROV, Philippe MOREAU a Patrice MEGRET. Plasma Current Measurement in Thermonuclear Fusion Reactors Using a Photon-Counting POTDR. *IEEE Photonics Technology Letters* [online]. 2017, **29**(6), 547-550 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/LPT.2017.2668765. ISSN 1041-1135. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7852505/>
 - [22] DIVERTOR. *ITER* [online]. France: © 2019, ITER ORGANIZATION, 2019 [cit. 2019-08-30]. Dostupné z: <https://www.iter.org/mach/Divertor>
 - [23] COLLETT, Edward. *Field guide to polarization*. Bellingham, Wash.: SPIE Press, c2005. SPIE field guides, FG05. ISBN 0819458686.

- [24] TANG, D., A.H. ROSE, G.W. DAY a S.M. ETZEL. Annealing of linear birefringence in single-mode fiber coils: application to optical fiber current sensors. *Journal of Lightwave Technology* [online]. **9**(8), 1031-1037 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/50.84170. ISSN 07338724. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/84170/>
- [25] ULRICH, R., S. C. RASHLEIGH a W. EICKHOFF. Bending-induced birefringence in single-mode fibers. *Optics Letters* [online]. 1980, **5**(6) [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1364/OL.5.000273. ISSN 0146-9592. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-5-6-273>
- [26] SMITH, Martin Dignan. *Fibre Interferometry for Differential Measurements*. Edinburgh, Scotland, 2015. Dissertation. Heriot-Watt University. Vedoucí práce Robert Maier.
- [27] SZUSTAKOWSKI, M., B. KIZLIK a M. CHOJNACKI. Interference contrast function in unbalanced fibre optic Michelson interferometer [distributed fibre sensor]. In: *Experience of Designing and Applications of CAD Systems in Microelectronics. Proceedings of the VI-th International Conference. CADSM 2001 (IEEE Cat. No.01 EX473)* [online]. Lviv Polytechnic Nat. Univ, 2001, s. 202-203 [cit. 2019-08-21]. DOI: 10.1109/CADSM.2001.975808. ISBN 966-553-079-8. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/975808/>
- [28] GARTLAND, Peter Lanier. *Fiber-Optic Michelson Interferometer with Faraday Mirrors for Acoustic Sensing using a 3×3 Coupler and Symmetric Demodulation Scheme*. Blacksburg, Virginia, 2016. Master of Science. Virginia Polytechnic Institute and State University.
- [29] WANG, Lutang a Nian FANG. Applications of Fiber-Optic Interferometry Technology in Sensor Fields. BANISHEV, Alexandr A., Mithun BHOWMICK a Jue WANG, ed. *Optical Interferometry* [online]. InTech, 2017, 2017-02-15 [cit. 2019-08-21]. DOI: 10.5772/66276. ISBN 978-953-51-2955-4. Dostupné z: <http://www.intechopen.com/books/optical-interferometry/applications-of-fiber-optic-interferometry-technology-in-sensor-fields>
- [30] ŘÍPA, Milan. Řízená termojaderná fúze pro každého - 4U. 4., rozš. a čísl. vyd. Praha [i.e. Ostrava]: Vítkovice - výzkum a vývoj - technické aplikace, 2013. Svět energie. ISBN 978-80-260-4785-8.
- [31] VÝZKUM FÚZE: *Volba energie pro budoucnost Evropy*. 1. Brusel, Belgie: Luxembourg, Office for Official Publications of the European Communities, 2009. ISBN 978-92-79-11314-7.

- [32] KULHÁNEK, Petr. *Blýskání, aneb, Třináctero vyprávění o plazmatu*. Praha: AGA, 2011. ISBN 978-80-904582-3-9.
- [33] DONNÉ, A.J.H, A.E COSTLEY, R BARNSELY, et al. Chapter 7: Diagnostics. *Nuclear Fusion* [online]. 2007, **47**(6), S337-S384 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1088/0029-5515/47/6/S07. ISSN 0029-5515. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/0029-5515/47/i=6/a=S07?key=crossref.7bc16f08971965dc56c3d4faea0af115>
- [34] SPUIG, Pascal, P. DEFRASNE, G. MARTIN, M. MOREAU, Ph. MOREAU a F. SAINT-LAURENT. An analog integrator for thousand second long pulses in Tore Supra. *Fusion Engineering and Design* [online]. 2003, **66-68**, 953-957 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1016/S0920-3796(03)00382-X. ISSN 09203796. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S092037960300382X>
- [35] HODGSON, E.R. General radiation problems for insulating materials in future fusion devices. *Journal of Nuclear Materials* [online]. 1998, **258-263**, 226-233 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1016/S0022-3115(98)00347-X. ISSN 00223115. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S002231159800347X>
- [36] VAYAKIS, G., System Design Description (DDD) 55.A0 Magnetic Diagnostics. ITER IDM 3UYQGX (ITER Organization, 2016).
- [37] KOZHEVNIKOV, N. M., Eric UDD a Ramon P. DEPAULA. Fiber-optic sensor for plasma current diagnostics in tokamaks. In: *Fiber Optic and Laser Sensors IX* [online]. SPIE, 1991, 1991-12-1, s. 18- [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1117/12.2321908. ISBN 9780819407153. Dostupné z: <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/1584/2321908/Fiberoptic-sensor-for-plasma-current-diagnostics-in-tokamaks/10.1117/12.2321908.full>
- [38] BARMENKOV, Y. a F. MENDOZA-SANTOYO. Faraday plasma current sensor with compensation for reciprocal birefringence induced by mechanical perturbations. *Journal of Applied Research and Technology* 1, 157–163 (2003).
- [39] MOREAU, Ph., I. BOLSHAKOVA, B. BRICHARD, et al. Development of a magnetic diagnostic suitable for the ITER radiation environment. In: *2009 1st International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications* [online]. IEEE, 2009, 2009, s. 1-8 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/ANIMMA.2009.5503812. ISBN 978-1-4244-5207-1. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/5503812/>

- [40] BROWER, D. L., W. X. DING, S. D. TERRY, et al. Laser polarimetric measurement of equilibrium and fluctuating magnetic fields in a reversed field pinch (invited). *Review of Scientific Instruments* [online]. 2003, **74**(3), 1534-1540 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1063/1.1526927. ISSN 0034-6748. Dostupné z: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1526927>
- [41] ZOU, Z. Y., H. Q. LIU, W. X. DING, et al. Effects of stray lights on Faraday rotation measurement for polarimeter-interferometer system on EAST. *Review of Scientific Instruments* [online]. 2018, **89**(1) [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1063/1.5012820. ISSN 0034-6748. Dostupné z: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5012820>
- [42] DREXLER, P. a P. FIALA. Utilization of Faraday Mirror in Fiber Optic Current Sensors. *Radioengineering* [online]. Společnost pro radioelektronické inženýrství, 2008, 17(4), 101-107 [cit. 2019-08-13]. ISSN 1210-2512. Dostupné z: <http://hdl.handle.net/11012/57256>
- [43] PALMIERI, Luca, Davide SARCHI a Andrea GALTAROSSA. Distributed measurement of high electric current by means of polarimetric optical fiber sensor. *Optics Express* [online]. 2015, **23**(9) [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1364/OE.23.011073. ISSN 1094-4087. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-23-9-11073>
- [44] ROGERS, A. J., Y. R. ZHOU a V. A. HANDEREK, *Computational Polarization-optical time domain reflectometry for measurement of the spatial distribution of PMD in optical fibres*, Proc. OFMC'97, 126–129 (1997).
- [45] MOTUZ, Rastislav, Willem LEYSEN, Philippe MOREAU, Andrei GUSAROV, Petr DREXLER a Marc WUILPART. Theoretical assessment of the OTDR detector noise on plasma current measurement in tokamaks. *Applied Optics* [online]. 2019, **58**(11) [cit. 2019-07-06]. DOI: 10.1364/AO.58.002795. ISSN 1559-128X. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-58-11-2795>
- [46] WUILPART, Marc a Moshe TUR. *Polarization Effects in Optical Fibers*. THÉVENAZ, Lu, ed. Advanced Fiber Optics [online]. EPFL Press, 2011, 2011-04-04, s. 29-86 [cit. 2018-08-28]. DOI: 10.1201/b16404-3. ISBN 978-1-4398-3517-3. Dostupné z: <http://www.crcnetbase.com/doi/10.1201/b16404-3>.
- [47] PALMIERI, Luca a Andrea GALTAROSSA. *Distributed Polarization-Sensitive Reflectometry in Nonreciprocal Single-Mode Optical Fibers*. Journal of Lightwave Technology [online]. 2011, 29(21), 3178-3184 [cit. 2018-08-28]. DOI:

- 10.1109/JLT.2011.2167221. ISSN 0733-8724. Dostupné z: <<http://ieeexplore.ieee.org/document/6009153/>>.
- [48] ARNOUX, Robert. *Tore Supra ready to go WEST*. ITER Organization [online]. France: ITER Organization, 2018 [cit. 2018-08-27]. Dostupné z: <<https://www.iter.org/newsline/243/1326>>.
- [49] *W ENVIRONMENT IN STEADY-STATE TOKAMAK* [online]. France: IRFM - CEA Cadarache, 2019 [cit. 2019-08-10]. Dostupné z: www.irfm.cea.fr
- [50] AERSSSENS, M., A. GUSAROV, P. MOREAU, et al. *Development of a Jones vector based model for the measurement of a plasma current in a thermonuclear fusion reactor with a POTDR setup* [online]. In: 84390D- [cit. 2017-04-18]. DOI: 10.1117/12.922714. Dostupné z: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.922714>
- [51] ERAERDS, Patric, Matthieu LEGRE, Jun ZHANG, Hugo ZBINDEN a Nicolas GISIN. Photon Counting OTDR: Advantages and Limitations. *Journal of Lightwave Technology* [online]. 2010, **28**(6), 952-964 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/JLT.2009.2039635. ISSN 0733-8724. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/5371875/>
- [52] RASHLEIGH, S. Origins and control of polarization effects in single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology* [online]. 1983, **1**(2), 312-331 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/JLT.1983.1072121. ISSN 0733-8724. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1072121/>
- [53] GIRARD, S., J. KUHNHENN, A. GUSAROV, B. BRICHARD, M. VAN UFFELLEN, Y. OUERDANE, A. BOUKENTER a C. MARCANDELLA. Radiation Effects on Silica-Based Optical Fibers: Recent Advances and Future Challenges. *IEEE Transactions on Nuclear Science* [online]. 2013, **60**(3), 2015-2036 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/TNS.2012.2235464. ISSN 0018-9499. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6457426/>
- [54] WIJNANDS, Thijs, Kazuhiko AIKAWA, Jochen KUHNHENN, Daniel RICCI a Udo WEINAND. Radiation Tolerant Optical Fibers: From Sample Testing to Large Series Production. *Journal of Lightwave Technology* [online]. 2011, **29**(22), 3393-3400 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/JLT.2011.2168512. ISSN 0733-8724. Dostupné z: <https://ieeexplore.ieee.org/document/6021328/>
- [55] DE MIGUEL SOTO, Veronica, Johan JASON, Deniz KURTOĞLU, Manuel LOPEZ-AMO a Marc WUILPART. Spectral shadowing suppression technique

- in phase-OTDR sensing based on weak fiber Bragg grating array. *Optics Letters* [online]. 2019, **44**(3) [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1364/OL.44.000526. ISSN 0146-9592. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-44-3-526>
- [56] DESCAMPS, Frédéric, Matthieu AERSSSENS, Andrei GUSAROV, Patrice MÉGRET, Vincent MASSAUT a Marc WUILPART. Simulation of vibration-induced effect on plasma current measurement using a fiber optic current sensor. *Optics Express* [online]. 2014, **22**(12) [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1364/OE.22.014666. ISSN 1094-4087. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-22-12-14666>
- [57] LEWIS, Elfed, Marc WUILPART, Benoit VANUS, Alina ANDRASAN, Andrei GUSAROV, Philippe MOREAU a Patrice MÉGRET. *Study of a fibre optics current sensor for the measurement of plasma current in ITER* [online]. In: . 2016-5-30, 99160L- [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1117/12.2236814. Dostupné z: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.2236814>
- [58] CRUNELLE, Cathy, Marc LEGRE, M. WUILPART, Patrice MEGRET a Nicolas GISIN. Distributed Temperature Sensor Interrogator Based on Polarization-Sensitive Reflectometry. *IEEE Sensors Journal* [online]. 2009, **9**(9), 1125-1129 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.1109/JSEN.2009.2026525. ISSN 1530-437X. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/5205183/>
- [59] ITER Physics Expert Group on Diagnostics and ITER Physics Basis Editors, “Measurement of plasma parameters,” Nucl. Fusion 39, 2541–2575 (1999).
- [60] VAYAKIS, G., E. R. HODGSON, V. VOITSENYA a C. I. WALKER. Chapter 12: Generic Diagnostic Issues for a Burning Plasma Experiment. *Fusion Science and Technology* [online]. 2017, **53**(2), 699-750 [cit. 2019-08-13]. DOI: 10.13182/FST08-A1684. ISSN 1536-1055. Dostupné z: <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.13182/FST08-A1684>

1. MOTÚZ, R. The Fixed Analyzer Method in PMD Measurement. In *2016 Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*. Shanghai, CHINA: Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., 2016. p. 1794-1799. ISBN: 978-1-5090-6093-1.
2. MOTÚZ, R.; MÜNSTER, P.; FILKA, M. PMD Study & Measurement – Fixed Analyzer Method. *Journal of Communications Software and Systems*, 2016, vol. 11, no. 4, p. 199-203. ISSN: 1845-6421.
3. MOTÚZ, R.; DREXLER, P. The novel technique of linear birefringence compensation in optical fiber sensors using phase retarders. In *Progress in Electromagnetics Research Symposium - Fall (PIERS - FALL), 2017*. Singapore: IEEE, 2017. p. 2013-2018. ISBN: 978-1-5386-1211-8.
4. MOTÚZ, R.; LEYSEN, W.; MOREAU, P.; GUSAROV, A.; DREXLER, P.; WUILPART, M. Theoretical assessment of the OTDR detector noise on plasma current measurement in tokamaks. *Applied Optics*, 2019, vol. 58, no. 11, p. 2795-2802. ISSN: 2155-3165. IF(2018)=1,973
5. MOTÚZ, R.; GESCHEIDTOVÁ, E.; LEYSEN, W.; MOREAU, P.; GUSAROV, A.; DREXLER, P.; WUILPART, M. Theoretical assessment of plasma current measurement in tokamaks in relation with the OTDR detector noise. In *2019 Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS-Rome)*. Progress In Electromagnetics. Rome, Italy: IEEE, 2019. p. 1-5.

Seznam symbolů, veličin a zkratk

CASTOR	Czech Academy of Sciences TORus
CEA	Komise pro atomovou energii a alternativní zdroje energie – Commission for Atomic Energy and Alternative Energies
DEMO	Demonstrační fúzní elektrárna – DEMOnstration Power Station
DOP	Stupeň polarizace optické vlny – Degree Of Polarization
EAST	Experimentální pokročilý supravodivý tokamak – Experimental Advanced Superconducting Tokamak
FOCS	Optovládnový senzor elektrického proudu – Fiber-Optic Current Sensor
FR	Faradayův rotátor – Faraday Rotator
FRM	Faradayův reflektor – Faraday Rotation Mirror
HB	Vlákno s vysokým dvojlomem – Highly Birefringent
HWP	Půlvlnný retardér – Half Wave Plate
ITER	Mezinárodní termonukleární experimentální reaktor – International Thermonuclear Experimental Reactor
LED	Elektroluminiscenční dioda/světelná dioda – Light-Emitting Diode
LB	Vlákno s nízkým dvojlomem – Low Birefringent
MATLAB	MATrix LABoratory
OKR	Orto-Konjugální Retroreflektor – Ortho-Conjugate Reflector
OTDR	Optická reflektometrie v časové oblasti – Optical Time Domain Reflectometry
PBS	Polarizační dělič – Polarizing Beam Splitter
PMF	Vlákno udržující polarizační stav – Polarization Maintaining Fiber
POFDR	Polarizační optická reflektometrie ve frekvenční oblasti – Polarization-Sensitive Optical Frequency Domain Reflectometry
POTDR	Polarizační optická reflektometrie v časové oblasti – Polarization-Sensitive Optical Time Domain Reflectometry
PMD	Polarizační módová/vidová disperze – Polarization Mode Dispersion
RIA	Útlum indukovaný radiací – Radiation Induced Attenuation
RM	Rotační matice – Rotation Matrix
SOP	Polarizační stav – State Of Polarization
STD	Směrodatná odchylka – STandard Deviation
TOKAMAK	Typ termonukleárního fúzního reaktoru – TOroidalnaja KAmera i MAgnitnyje Katuski
WEST	Kdysi tokamak Tore Supra – Tungsten (chemical symbol "W") Environment in Steady-state Tokamak

Symboly:

B magnetická indukce	(T)
\vec{B} vektor magnetické indukce	(T)
c rychlost světla ve vakuu	$\left(\frac{\text{m}}{\text{s}}\right)$
C napětově-optický koeficient materiálu vlákna	(Pa^{-1})
E Youngův modul materiálu vlákna	(Pa)
\vec{E}_x x-složka vektoru intenzity elektrického pole	$\left(\frac{\text{V}}{\text{m}}\right)$
\vec{E}_y y-složka vektoru intenzity elektrického pole	$\left(\frac{\text{V}}{\text{m}}\right)$
E_0 energie	(J)
$i(t)$ okamžitá hodnota elektrického proudu	(A)
I_p simulovaný plazmový proud	(A)
\hat{I}_p zjištěný/detekovaný plazmový proud	(A)
$J_1 - J_4; V_{\text{index}}$ Jonesova notace pro jednotlivé polarizační stavy	
k_0 vlnové číslo	$\left(\frac{\text{rad}}{\text{m}}\right)$
K počet závitů snímacího vlákna	(–)
l elementární délka	(m)
L_B záznějová délka vlákna	(m)
Δm změna hmotnosti	(kg)
\mathbf{M} Jonesův vektor polarizačního elementu	(–)
n šumové pozadí	(dB)
n_x index lomu rychlé osy vlákna	(–)
n_y index lomu pomalé osy vlákna	(–)
n_0 průměrný index lomu vlákna	(–)
N odstup signálu od šumu	(dB)
$p_{11}; p_{12}$ komponenty napětově-optického koeficientu materiálu vlákna	(–)
q azimut lineárního dvojlomu	(rad)
r poloměr jednovidového vlákna	(m)
R poloměr ohybu vlákna	(m)
^{235}U uran 235	
v_p Poissonova konstanta	(–)
V Verdetova konstanta	$\left(\frac{\text{rad}}{\text{T}\cdot\text{m}}\right)$
[IN] vstupní polarizační stav obecně	
[OUT] výstupní polarizační stav obecně	
α úhel stočení roviny polarizace	(rad)
α_{RIA} měrný radiační útlum	$\left(\frac{\text{dB}}{\text{km}}\right)$
δ celkový měrný lineární dvojlom	$\left(\frac{\text{rad}}{\text{m}}\right)$
δ_{ind} měrný lineární dvojlom indukovaný ohybem	$\left(\frac{\text{rad}}{\text{m}}\right)$
δ_o měrný latentní lineární dvojlom	$\left(\frac{\text{rad}}{\text{m}}\right)$

Δ fázový posuv lineárního a kruhového dvojlomu	(rad)
λ vlnová délka	(m)
μ permeabilita materiálu jádra vlákna	$\left(\frac{\text{H}}{\text{m}}\right)$
μ_0 permeabilita vakua	$\left(\frac{\text{H}}{\text{m}}\right)$
ρ měrný kruhový dvojlom	$\left(\frac{\text{rad}}{\text{m}}\right)$
θ úhel natočení HWP	(rad)